

Université de Montréal

Réduction du bruit de fond en vue de la détection
de la matière sombre avec le projet PICASSO

par

Marie Di Marco

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en Physique

avril 2004



QC

3

U54

2004

V.002

AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal

Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée

Réduction du bruit de fond en vue de la détection
de la matière sombre avec le projet PICASSO

présentée par

Marie Di Marco

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes :

Claude Leroy

(président-rapporteur)

Viktor Zacek

(directeur de recherche)

Georges Azuelos

(membre du jury)

Jean-Luc Vuilleumier

(examineur externe)

(représentant du doyen)

Thèse acceptée le:

SOMMAIRE

Selon le nouveau modèle cosmologique standard Λ CDM (énergie sombre et matière sombre froide), l'Univers actuel serait composé de 27% de matière gravitationnelle, dont 4% serait baryonique et 23% exotique ; le reste (73%) serait constitué d'énergie sombre. La densité moyenne observée avec des méthodes photométriques serait inférieure à 1% à la densité totale, ce qui indique la présence de 10 fois plus de matière "ordinaire" que celle qu'on observe, et 60 fois plus de matière exotique.

Cette matière dite sombre (ou noire) représenterait 70-90% de la masse gravitationnelle totale de l'Univers, et serait composée de particules massives distribuées en halos autour des galaxies. En plus d'expliquer la nature de cette matière, la présence de neutralinos (χ_0), une particule exotique dont la masse se situerait entre 50 et 600 GeV, serait une preuve de la supersymétrie, une extension du modèle standard en physique des particules. Le χ_0 n'interagirait dans les détecteurs que par collision élastique, provoquant des reculs nucléaires de 10-100 keV, devant être détectés en présence des sources de radiation ambiante ; de plus, les taux de comptage prédits par la théorie se situent au mieux autour d'un événement par kg de masse active par jour. Par conséquent, la taille des détecteurs de matière sombre doit être maximisée, et le bruit de fond minimisé.

Les détecteurs à bulles (BDs) du projet PICASSO consistent en un gel dans lequel des milliers de gouttelettes de fluorocarbure (C_xF_y) sont dispersées ; celles-ci sont surchauffées lorsqu'elles sont maintenues dans un état liquide à une température au-delà de leur point d'ébullition normal. Les gouttelettes auraient alors tendance à retourner à l'état gazeux, mais la transition ne se produit pas spontanément. Une particule peut provoquer une nucléation si elle dépose une quantité d'énergie suffisante sur une courte distance. A cause de la faible densité d'ionisation des γ , β et μ , la sensibilité des BDs à la majeure partie de la radiation ambiante est négligeable aux températures d'opération ; ils sont cependant très efficaces pour détecter les particules α et les reculs de C et de F provoqués par une interaction avec un neutron (ou un χ_0).

Etant donnée leur courte portée, les α provenant de l'environnement ne sont pas à craindre ; par contre, la contamination naturelle en U, Th et Ra des matériaux constitue une source importante de bruit de fond. Les techniques de purification de résine de MnOx et d'échangeur d'ions HTiO, développées par la collaboration SNO, ont été testées et se sont avérées très efficace (98-100%) pour éliminer le Ra, U et Th. Une procédure standard dite d'*extraction au HTiO* a aussi été développée afin de mesurer les très faibles activités restantes après la purification. Un critère de purification permettant d'atteindre une sensibilité de l'ordre de 1 coup par kg par jour a été établi à 10^{-13} g d'U,Th par g de gel ; les techniques actuelles de fabrication et de purification permettraient en principe d'atteindre cet objectif.

Les neutrons constituent le bruit de fond le plus critique pour toute expérience de recherche de matière sombre, car leur signature est identique à celle des χ_0 . Le montage PICASSO a donc été installé dans l'environnement souterrain du laboratoire SNO dans la mine de Creighton à Sudbury (Ontario, Canada), où le flux de neutrons produits par la spallation des μ dans les matériaux environnants est réduit de 7 ordres de grandeur. Les BDs sont aussi entourés de cubes d'eau devant en principe réduire le flux de neutrons produits par la fission dans la roche de deux ordres de grandeur. Afin d'isoler les BDs du Rn, de nouveaux contenants étanches ont été conçus et fabriqués selon les standards de SNO ; leur taux d'émanation de Rn s'est avéré 12 fois moindre que celui des contenants utilisés précédemment.

Un montage comprenant 6 BDs a été installé à SNO en août 2002, représentant un niveau de bruit de fond 10 fois plus faible et une masse active totale de près de 50g, soit une amélioration d'un facteur ~ 40 par rapport à la mesure publiée par PICASSO précédemment. Une exposition totale d'environ 0.5 kg·jour a servi au calcul de la courbe d'exclusion de la section efficace du χ_0 présentée dans cette thèse ; la meilleure limite est de 7 pb pour un χ_0 de 30 GeV, ce qui fait de PICASSO un projet compétitif et prometteur en détection de matière sombre.

MOTS CLEF : matière noire, section efficace du neutralino, détecteur à bulle, purification des matériaux, technique de mesure de très faible radioactivité, calorimétrie des neutrons, Observatoire de neutrinos de Sudbury (SNO), étanchéité au radon, détection de noyaux de recul, analyse de signaux acoustiques

ABSTRACT

According to the new standard cosmological model Λ CDM (dark energy and cold dark matter), the present Universe is composed of 27% gravitational matter, of which 4% is baryonic and 23% exotic; the rest is accounted for by the so-called dark energy. The average density as measured by photometric methods is less than 1%, leaving 10 times more “ordinary” matter yet to be observed, and 60 times more exotic matter.

This exotic dark matter would represent 70-90% of the total gravitational mass of the Universe, and would be composed of massive particles distributed in halos around galaxies. One attractive candidate for the dark matter is the neutralino (χ_0), a supersymmetric particle of mass in the range 50-600 GeV, which would solve the problem of the extension of the Standard Model in particle physics. The χ_0 interacts through elastic scattering with target nuclei in detectors, depositing 10-100 keV of energy, which must be detected in the presence of the ambient radiation. Moreover, the theoretical prediction for the χ_0 reaction rate is very low (less than 1 count per kg of active mass per day), therefore dark matter detectors need to maximize their size and minimize their background.

The PICASSO Project uses bubble detectors (BDs), which are made out of a gel in which thousands of carbofluoride (C_xF_y) droplets are dispersed. These are superheated when maintained at a temperature exceeding their normal boiling point. The droplets would then naturally become gaseous, but the phase transition doesn't occur spontaneously. A particle passing through a droplet could trigger such a nucleation if it deposited enough energy inside the droplet. Therefore minimum ionizing particles such as α , β and γ don't leave enough energy to trigger bubbles, making the BDs insensitive to the bulk of the ambient radiation (within the normal temperature range of operation). On the other hand, BDs are extremely sensitive to α particles and to recoil nuclei struck by neutrons (or χ_0 's).

Because of their short range, α 's coming from the environment are harmless, although the natural U, Th, Ra contamination of all materials is an important

background source. The purification techniques developed for the SNO detector, MnOx resins and HTiO ion exchangers, were tested and proven to have a very high efficiency (98-100%) for the removal of U, Th and Ra. A standard procedure of *HTiO extraction* was developed in order to measure the extremely weak activities leftover after purification. A purification criterion was established to be 10^{-13} g of U,Th per g of gel in order to reach a sensitivity of 1 count/kg/d. The purification and fabrication techniques developed in this thesis have in principle the potential to reach this goal.

Neutrons are the most critical background to any dark matter experiment, as their signature is the same as that for χ_0 's. The PICASSO setup was therefore installed in the underground environment of SNO, in Creighton mine (Sudbury, Ontario, Canada), where the neutron flux from μ spallation is reduced by 7 orders of magnitude. The setup was also surrounded by water cubes to absorb neutrons emitted from the rock by a factor of a 100. In order to prevent Rn from contaminating the BDs, a new container was designed, emanating 12 times less Rn atoms than the regular containers.

A setup holding 6 BDs was installed in SNO in August 2002, with a background level 10 times smaller and an active mass 40 times greater than the previous limit published by PICASSO. The χ_0 cross-section exclusion curve presented in this thesis is based on a total exposure of ~ 0.5 kg·d, the best limit being 7 pb for a 30 GeV χ_0 . This proves the potential for PICASSO to become a major project in dark matter detection.

KEY WORDS : dark matter, neutralino cross section, bubble detector, purification of materials, low radioactivity measurement, Sudbury Neutrino Observatory (SNO), neutron calorimetry, nuclear recoil detection, acoustic signal analysis, radon-tight system

CONTRIBUTION DE L'AUTEUR

Dans les deux premières années de mon doctorat, j'ai été responsable des montages expérimentaux et de la prise de données des calibrages des détecteurs avec des sources α , γ et neutron (accélérateur *TANDEM* et source AcBe), ainsi que des mesures de bruit de fond. J'ai effectué des mesures d'atténuation des neutrons par le gel. J'ai initié la mise en place du blindage de béton (dit "château Leroy") afin de rendre les mesures reproductibles, mais surtout limiter la dose absorbée par les expérimentateurs lors des calibrages avec la source AcBe. J'ai conçu et aidé à la réalisation des systèmes de contrôle de température.

J'ai effectué tous les tests de purification à petite échelle avec le MnOx et le HTiO à l'Université Carleton (Ottawa), sous la supervision du prof. D. Sinclair et de C. Shewchuk. J'ai monté la chaîne de purification au MnOx (colonne de 1 cm³). J'ai effectué toutes les mesures avec le compteur Ge(Li) et préparé les échantillons pour les mesures de spectrométrie de masse par *Seastar*. J'ai analysé tous les résultats provenant des deux types de mesure.

J'ai développé la procédure d'extraction au HTiO sous la supervision du prof. T. Noble et de X.X. Dai, d'abord à l'Université Carleton, puis au laboratoire de chimie de *SNO* (Sudbury). J'ai mesuré et analysé les résultats menant à la détermination de la radioactivité des ingrédients des détecteurs. J'ai défini la procédure d'évaporation et purifié de grands volumes de solution saline afin de fabriquer des détecteurs de bas bruit de fond.

J'ai fabriqué une dizaine de détecteurs 1L de la 2e génération à base de différents gels à *BTI* (Deep River, Ontario) sous la supervision du Dr. R. Noulty et de J. Jevcak. J'ai ensuite développé une procédure permettant la fabrication de détecteurs de la 3e génération, i.e. de bas bruit de fond dans les contenants en polypropylène conçus et fabriqués par la coll. *SNO*. J'ai fabriqué une dizaine de ces détecteurs en améliorant la radiopureté de l'environnement à *BTI*. J'ai calibré tous les détecteurs fabriqués à *BTI* avec la source AcBe à Montréal.

J'ai mis en place le montage PICASSO dans le laboratoire *SNO* dans la mine de Creighton (Sudbury). J'ai installé et testé une grande partie de l'électronique

conçue par R. Gornea et le Dr. J.-P. Martin. J'ai conçu, fabriqué et testé la ligne de compression en Cu étanche au Rn et le blindage d'eau contre les neutrons de l'environnement sous la supervision du prof. T. Noble. J'ai effectué tous les calibrages des détecteurs avec la source ^{252}Cf dans le laboratoire *SNO* ainsi que la première partie des données de bruit de fond, et analysé toutes les données produites durant cette période. J'ai développé une méthode d'analyse permettant d'évaluer rapidement le comportement des détecteurs simultanément à la prise de données. J'ai évalué les contributions des différentes sources de bruit de fond à *SNO*. J'ai développé des programmes C^{++} et *ROOT* pour le calcul de la limite sur la section efficace dépendante du spin du neutralino.

J'ai supervisé de nombreux étudiants dans le cadre de travail d'été (J. Vinet, V. Pagé), de laboratoire de fins d'étude (F. Lemuet, A. Tafo) et de stage (A.-M. Hill). J'ai grandement participé à la mise en place de la documentation scientifique et technique de PICASSO et rédigé de nombreux rapports (PSTRs). J'ai donné plusieurs séminaires (Carleton University (Ottawa), Laboratoire R.J.-A. Lévesque (Montréal), Yale University (New Haven, CT, USA), Queen's University (Kingston)), participé à plusieurs conférences (Association canadienne de physique (2001 et 2002), invitée au WRNPPC (2003)), et donné plusieurs présentations informelles (école secondaire Louis-Riel, Collège Jean-de-Brébeuf, laboratoire R.J.-A. Lévesque, Montréal).

REMERCIEMENTS

Je remercie d'abord mon superviseur, le prof. V. Zacek, pour m'avoir donné la chance de faire un doctorat sur un sujet en or, les prof. L. Lessard et C. Leroy, pour leur soutien tout au long de cette thèse, ainsi que mes collègues : U. Wichoski, R. Gornea, M.-H. Genest, M. B.-Heider et P. Doane, sur qui repose le succès du projet.

Travailler à *SNO* fût une révélation, grâce (entre autres) à X.X. Dai, G. Shayer et B. Morrisette. D. Sinclair m'a été d'un très grand support, et ses conseils toujours judicieux. Les résultats essentiels de cette thèse n'existeraient pas sans T. Noble, qui à travers ses 90h de travail par semaine m'a sauvé la vie à maintes reprises et montré par l'exemple à travailler et penser. Ceci n'eût été possible sans Shirley, que je remercie chaleureusement.

Je remercie J. Jevcak et Dr. R. Noulty de *BTI*, ainsi que H. Lamothe, L. Lafortune, N. Brown, S. Moss et P. Brouse pour m'avoir grandement facilité la vie. Merci à O. Martineau et M. de Jésus, mes fournisseurs de neutrons d'outremer.

A travers tout ça, je me suis fait quelques amis à Sudbury (Lisa² et Tracy), une amie à Deep River (Sherine), et miraculeusement je n'ai pas perdu mes amis de Montréal, qui sont très patients avec moi (en ordre chronologique) : Nathalie, pianiste et formatrice d'humains, Jeanne, qui prend la vie par les cornes, Anna, pleine de talent et de rêves, à qui je donne la tâche de vivre ma vie d'artiste à ma place, Sophie, pour qui traverser un mur est un détail à régler, Roxanne, rayonnante de bonté, subtile et épicée, Tousi mon héro, Anaïck la jolie petite guerrière, et Karine-Klarinette, la preuve que le bonheur est possible. Merci aussi à Rima, Ervig, Rémi, l'autre Anna, Régis et JFR, pour votre présence essentielle.

Je dédie ce travail à la mémoire de mon père et à Carmen, qui entame une nouvelle vie, et je souhaite joyeux anniversaire et longue vie à ma mère. Grazie anche a te, Marco, mon guide.

Je tiens à remercier M. V. Zacek, pour le soutien financier tout au long de ce doctorat, et le Conseil national de recherche en sciences et genie, pour la bourse de doctorat accordée de mai 2001 à avril 2003.

Table des matières

Sommaire	iii
Abstract	v
Contribution de l'auteur	vii
Remerciements	ix
Table des figures	xiv
Liste des tableaux	xviii
Introduction	1
Chapitre 1. Matière manquante dans l'Univers	3
1.1. Introduction à la cosmologie.....	3
1.1.1. Théorie du Big Bang.....	4
1.1.2. Composition de l'Univers.....	5
1.1.3. Le Nouveau modèle cosmologique standard.....	11
1.2. Nature de la matière sombre.....	11
1.2.1. Matière sombre baryonique.....	12
1.2.2. Matière sombre non-baryonique.....	13
1.2.3. Particules massives interagissant faiblement (WIMPs).....	14
Conclusion.....	16
Chapitre 2. Détection de la matière sombre	17
2.1. Le Neutralino.....	17
2.1.1. Supersymétrie.....	17
2.1.2. Détection directe et indirecte.....	20
2.1.3. Section efficace.....	24
2.2. Techniques expérimentales.....	28

2.2.1. Bruit de fond	28
2.2.2. Détecteurs de WIMPs	31
Conclusion	35
Chapitre 3. Fonctionnement des détecteurs	36
3.1. Principe de détection	36
3.1.1. Détection d'une bulle	38
3.1.2. Condition de déclenchement.....	38
3.1.3. Types de nucléation.....	40
3.2. Etude systématique de la réponse des BDs	41
3.2.1. Seuils de détection	42
3.2.2. Autres sources de nucléation	45
3.3. Réponse aux neutralinos	49
3.3.1. Taux de réaction.....	50
3.3.2. Efficacité de détection.....	51
3.3.3. Signal produit par les neutralinos	51
Conclusion	53
Chapitre 4. Augmentation de la masse active	55
4.1. Fabrication des détecteurs PICASSO.....	55
4.1.1. Paramètres de fabrication.....	56
4.1.2. Autres types de gel	63
4.2. Sensibilité des détecteurs PICASSO.....	66
4.2.1. Détecteurs de petit volume.....	67
4.2.2. Détecteurs de grand volume.....	70
4.2.3. Erreurs systématiques.....	71
Conclusion	74
Chapitre 5. Réduction du bruit de fond α	75
5.1. Niveau maximal de radioactivité acceptable	75
5.1.1. Critère de purification	76
5.1.2. Techniques de purification	78
5.1.3. Adaptation des techniques pour PICASSO	80

5.2. Technique de mesure de faibles niveaux de radioactivité	84
5.2.1. Extraction au HTiO	84
5.2.2. Procédure d'extraction PICASSO	86
5.2.3. Efficacité d'extraction	89
5.2.4. Mesure de la contamination intrinsèque	91
5.3. Statut et avenir	94
5.3.1. Satisfaction du critère de purification	94
5.3.2. Autres sources d'émetteurs α	96
5.3.3. Contrôle du radon	99
5.3.4. Niveau de pureté des BDs de la 3e génération	102
Conclusion	103
Chapitre 6. Mesure à SNO	105
6.1. Caractérisation du bruit de fond	106
6.1.1. Sources	106
6.1.2. Montage expérimental	110
6.1.3. Réduction du bruit de fond	114
6.1.4. Conclusion	118
6.2. Analyse des données	119
6.2.1. Caractérisation du signal	119
6.2.2. Méthode d'analyse	120
6.2.3. Sources de bruit	124
6.2.4. Calibrage des détecteurs	128
6.3. Limite sur la section efficace du neutralino	129
6.3.1. Ajustement des données expérimentales	129
6.3.2. Comparaison avec d'autres projets de détection de matière sombre	132
6.4. Progrès récents	133
Conclusion	135
Conclusion	136
Recommandations	137
Prochaine étape	138

Long terme.....	139
Annexe A. Fabrication et sensibilité des détecteurs	140
A.1. paramètres de fabrication.....	140
A.2. Calcul de la densité de la solution saline	141
A.3. Tableaux comparatifs de la sensibilité des détecteurs.....	142
Annexe B. Catalogue de signaux acoustiques	148
Bibliographie	154

Table des figures

1.1	Evolution de la densité de matière et de radiation en fonction de la température et de l'énergie de l'Univers.	5
1.2	A gauche : pics acoustiques du rayonnement de bruit de fond cosmique [11]. A droite : relation magnitude-décalage vers le rouge pour des chandelles standards rapprochées (céphéides $z < 0.2$) et éloignées (SNe Ia $z > 0.4$) [2].	7
1.3	A gauche : prédictions et mesures expérimentales des abondance des noyaux légers donnés (95% N.C.) [9][14]. A droite : courbes de rotation de la galaxie NGC 3198 i) obtenue à partir des valeurs observées, ii) calculée selon la troisième loi de Kepler et iii) calculée en présence d'un halo de matière sombre.....	9
2.1	Diagrammes de Feynman des interactions indépendantes du spin (à gauche) et dépendantes du spin (à droite).	19
2.2	Modulations annuelle (à gauche) et diurne (à droite) du signal introduites par le mouvement relatif de la Terre par rapport au halo de \mathcal{X}_0	23
2.3	Prédictions théoriques des sections efficaces de l'interaction SD (à gauche) et SI (à droite, normalisées par N^2) du \mathcal{X} avec un proton [37][40][41].	25
2.4	A gauche : facteur de forme nucléaire en fonction du numéro atomique [38]. A droite : spectre de recul du ^{19}F pour $\sigma_F = 2000$ pb dans l'approximation d'un détecteur immobile dans la galaxie.	27
2.5	A gauche : bolomètre à chaleur et ionisation [47][71]. A droite : chambre à projection dans le temps <i>DRIFT</i> [58].	33
2.6	Courbes d'exclusion de la section efficace indépendante du spin imposées par les principaux projets de détection de matière sombre.	34
3.1	Diagramme de phase des détecteurs PICASSO.	37

3.2	Schéma du système de détection d'une bulle.	38
3.3	Mesure de la sensibilité des détecteurs PICASSO à des neutrons mono- énergétiques pour différentes températures et pressions.	42
3.4	A gauche : seuils d'énergie des neutrons incidents. A droite : efficacité d'un BD-100 en fonction de la température et de l'énergie de recul du ^{19}F	43
3.5	Spectres d'énergie des neutrons produits par une source AcBe (à gauche) et ^{252}Cf (à droite).....	44
3.6	étalonnages des BDs avec des sources de neutrons.	45
3.7	Perte d'énergie spécifique pour des reculs nucléaires (à gauche) [90]. Taux de comptage normalisé de BD-100 (8mL et 1L) exposés à des sources de γ de différentes énergies (à droite).	46
3.8	Courbes de lissage du taux de comptage de BDs marqués avec des sources d'émetteurs α	48
3.9	Efficacité de détection des BD-1000 en fonction de la température d'opération et de la masse du \mathcal{X}_0	52
3.10	Taux de réaction observable dans un BD-1000 en fonction de la température et de la masse des \mathcal{X}_0 , et taux de comptage dû à un flux de \mathcal{X}_0 sur un bruit de fond α	53
4.1	Illustration des deux premières étapes du processus de fabrication. ...	56
4.2	Distribution du diamètre des gouttelettes dans un BD 1L et vue d'un échantillon de gel au microscope (agrandissement $\times 10$).....	57
4.3	Vortexeur (à gauche) et cloche à pression (à droite).	59
4.4	Courbes de température de polymérisation pour différents types de gels dans deux environnements différents.	61
4.5	Détecteur à base de NaBr, dont les moitiés supérieure et inférieure ont été calibrées séparément, puis ensemble.	64
4.6	Mesure de bruit de fond d'un BD-100.	71
4.7	Atténuation du taux de comptage en fonction de l'épaisseur de matériel absorbant (à gauche), et en fonction du nombre de bulles accumulées dans le BD (à droite).	73

5.1	Efficacité de purification du ^{226}Ra , ^{238}U et ^{232}Th par le HTiO, pour des solutions d'aceNa 10% (a), aceNa 20% (b) et CsCl 10% (c), grâce à la technique de brassage (a,b,c) et de filtre couvert (d).....	83
5.2	Illustration de l'étape du dépôt dans le processus d'extraction au HTiO.	87
5.3	Illustration de l'étape d'élution dans le processus d'extraction au HTiO.	87
5.4	Illustration de la mesure de l'activité par comptage en coïncidence α - β .	88
5.5	Niveaux d'activité en ^{238}U du CsCl brut et purifié, et critères de purification selon les taux de réaction des neutralinos, pour les détecteurs à base de CsCl ou EGG.....	95
5.6	A gauche : contenant en acrylique. A droite : contenant en polypropylene SNO.....	100
5.7	Niveau de pureté radioactive des BDs "CsCl-01-02" (contenant acrylique avec couvercle en aluminium), des BDs de la 2e génération, du BD "CsCl-19" (acrylique et CsCl purifié), des BDs de la 3e génération (sans contrôle du radon) et du BD "CsC-34" (SNO PP et CsCl brut).	103
6.1	Vue d'ensemble du montage PICASSO installé dans le laboratoire SNO.....	105
6.2	Montage PIC@SNO : lignes d'alimentation (en rouge), lignes de transfert de signal (en vert) et blindage contre les neutrons de l'environnement (à droite).	112
6.3	Montage PIC@SNO : ligne de compression en cuivre (indiquée en bleu) reliant les BDs du à la bouteille d'azote.	113
6.4	Effet de la purification et de l'environnement sur le taux de comptage ; le BD "sno-34" a été fabriqué avec du CsCl non-purifié.....	117
6.5	Signal typique de bulle (à gauche), de bruit électronique (au milieu) et acoustique (à droite).	120
6.6	A gauche : intervalle de temps entre deux événements d'un fichier de données analysé avec la méthode préliminaire. A droite : rapport signal sur bruit lors des étalonnages des BDs installés à SNO.....	122
6.7	Exemples de signaux dont l'interprétation pourrait varier selon le type d'analyse.....	123
6.8	Calibrage des BDs installés à SNO.....	128

6.9	A droite : données prises à SNO entre juillet 2002 et février 2003, analysées avec la méthode préliminaire. A gauche : données prises à SNO avec le BD “sno-32” entre mai 2003 et janvier 2004, analysées avec la méthode automatique.....	130
6.10	Courbe d’exclusion obtenue à partir des données expérimentales du BD #32 installé à SNO.	131
6.11	Courbes d’exclusion de la section efficace dépendante du spin du neutralino des principaux projets de détection de matière sombre [89].	133
6.12	Taux de comptage des BDs de la 3e et 4e génération.	134
A.1	Densité du C_4F_{10} en fonction de la température.	142
A.2	Chaines de désintégration présentes dans la nature.	147
B.1	Signaux de bulle.	148
B.2	Signaux de bulle saturés.....	148
B.3	Canaux A et B de bruits acoustiques.	149
B.4	Agrandissement du minutage d’un bruit électronique.	149
B.5	Événements typiquement détectés en présence de bruit d’air comprimé.	149
B.6	Valeur absolue des signaux acoustiques produits par le BD “sno-30”, dont un des piezos est collé sur le couvercle.....	150
B.7	Valeur absolue des signaux acoustiques produits par le BD “sno-30”, dont un des piezos est collé sur le couvercle.....	150
B.8	Valeur absolue des signaux acoustiques rejetés par l’analyse préliminaire, mais possiblement acceptés par l’analyse automatique.	151
B.9	Signaux rejetés par l’analyse préliminaire, mais possiblement acceptés par l’analyse automatique.	152
B.10	Calibrage des senseurs de température.....	152

Liste des tableaux

1.1	Paramètres du modèle cosmologique standard Λ CDM	11
2.1	Principales expériences de recherche de matière sombre.....	34
3.1	Température d'ébullition et critique et densité du C_4F_{10} et du C_3F_8 ..	37
4.1	Paramètres de polymérisation.....	62
5.1	Activité des chaînes de désintégration de l'U et du Th et taux de comptage produit dans les BDs.....	77
5.2	Critères de purification pour les différents éléments des BDs, donnés en g/g pour un taux de comptage de 1 bul/kg/j.	77
5.3	Efficacité de purification du ^{226}Ra , ^{238}U et ^{232}Th par le MnOx en fonction du volume de solution purifié, pour des solutions d'aceNa et de CsCl de différentes concentrations.....	82
5.4	Paramètres standards des extractions au HTiO à SNO.....	85
5.5	Efficacité d'extraction pour différentes techniques de purification, efficacité d'élution, et efficacité totale de la procédure standard par mélange direct de HTiO (160mg/filtre).	90
5.6	Contamination intrinsèque du CsCl, du sucre et de l'aceNa en gramme de ^{238}U ou ^{232}Th par gramme de sel ou sucre.....	92
5.7	Taux d'émanation de Rn, donné en nombre d'atomes de Rn émis par jour, après soustraction du bruit de fond provenant du banc de test...	102
6.1	Sources de bruit de fond à Montréal et à SNO. † extrapolation des résultats des études faites par le projet <i>EDELWEISS</i> . Flux de μ ($E > 2\text{GeV}$) mesuré dans le labo sous-terrain de Modane = $4.2 \mu/\text{m}^2/\text{j}$, flux de neutrons produits par spallation ($E > 1\text{MeV}$) = 1×10^{-9} neu/cm ² /s selon des simulations M-C par le même groupe. Flux de neutrons ($E > 1\text{MeV}$) mesuré dans le labo sous-terrain de Modane =	

	1.6 × 10 ⁻⁶ neu/cm ² /s; avec 30cm de blindage de paraffine : 1.6 × 10 ⁻⁸ , avec 50cm : 9 × 10 ⁻¹¹ , selon des simulations M-C par le même groupe. ‡ résultats des extractions au HTiO en g de ²³⁸ U par g de CsCl, voir PSTR-03-002. ★ : flux de neutrons thermiques déduit d'un excès du pic ¹²⁸ I dans un compteur γ au NaI. Mesures directes dans la norite, niveau 5400' : 3.4 × 10 ⁻⁶ neu/cm ² /s; granite rouge, niveau 5600' : 3.2 × 10 ⁻⁵ neu/cm ² /s, confirmées par des mesures avec un "BP28 Chalk River counter". * : en supposant un facteur 100 de réduction semblable à celui obtenu avec 30cm de paraffine.	109
6.2	Taux de comptage observés et contributions des différentes sources de bruit de fond, en (bul/h/BD), à $T_{pièce}$ pour les BD-100, 44°C pour les BD-1000, sensibilité à la source AcBe normalisée à 1 bul/neu/cm ² . ² Moyenne pour la 2e génération de BDs. ³ Moyenne pour la 3e génération de BDs. ^b : mesuré dans un blindage de 30cm de paraffine, ^c : 30cm H ₂ O.	111
A.1	Paramètres de fabrication.....	140
A.2	Taux de comptage de détecteurs de type galette.....	142
A.3	Etude de la distribution des gouttelettes dans un détecteur NaBr.....	143
A.4	Calibrages et bruit de fond de la 1e génération de détecteurs, à la température de la pièce, en ordre chronologique de fabrication. Le taux de comptage a été mesuré grâce à un piezo moyen et le programme Gagescope (sauf indication contraire). † : détecteurs traités en température. * : détecteur ayant servi aux mesures de masse active. ‡ : détecteurs hlhl (section 4.2.1). ‡ : mesures avec le <i>TANDEM</i> . ⊙ : bulles comptées à l'oeil nu. ‡ : le détecteur est filmé sur video et les bulles sont comptées sur un écran après la mesure.....	143
A.5	Calibrages des détecteurs de 1L placés à 1m de la source AcBe et mesure de bruit de fond, à la température de la pièce, en ordre chronologique de fabrication. † équivalent à un BD-100 à température de la pièce. ..	144
A.6	Tableau comparatif de la sensibilité et du niveau de bruit de fond de tous les types de BD-100 : mesures de calibrage, † masse active telle que déduite de mesures au microscope, mesure de bruit de fond, et ratio entre le niveau de bruit de fond et la sensibilité.	145

A.7	Tableau comparatif de la sensibilité et du niveau de bruit de fond de tous les types de BD-1000 : mesures de calibrage, masse active approximative, mesure de bruit de fond, et ratio entre le niveau de bruit de fond et la sensibilité.....	146
-----	---	-----

INTRODUCTION

La recherche de la matière sombre (ou matière noire) soulève beaucoup d'intérêt dans la communauté scientifique, suite aux récents résultats en cosmologie et la découverte controversée annoncée par le groupe DAMA en 2000. En effet, le signal observé dans ~ 100 kg de NaI pendant 7 ans suit une modulation annuelle compatible avec la présence de matière sombre dans le halo galactique. Ce signal est cependant exclu à un niveau de confiance de plus de 90% par les projets *CDMS* et *EDELWEISS*, tous deux basés sur des cristaux de Ge ; il est donc essentiel que ce signal soit vérifié par un détecteur produisant un signal permettant une comparaison directe. Le projet PICASSO propose à cet effet une nouvelle approche, basée sur la transition de phase d'un liquide surchauffé. Cette thèse est consacrée au développement et à la mise en marche d'une mesure de bas bruit de fond menant à l'établissement d'une nouvelle courbe d'exclusion de la section efficace du neutralino, le candidat de référence pour expliquer la nature de la matière sombre.

Le premier chapitre est consacré à la cosmologie, plus particulièrement aux observations qui démontrent la présence de matière sombre dans notre galaxie et dans le reste de l'Univers, ainsi que les divers candidats pouvant expliquer sa nature. Le deuxième chapitre introduit la phénoménologie du χ_0 , un candidat prometteur à la matière sombre, explique les techniques expérimentales permettant de le détecter, et finalement fait un survol des principaux projets de détection de matière sombre développés dans le monde.

Le troisième chapitre explique comment PICASSO est en mesure d'éliminer la majeure partie du bruit de fond en exploitant une technique innovatrice : le détecteur à bulles. Dans la première partie de ce chapitre est d'abord exposé le principe de fonctionnement de ce détecteur, ensuite sa réponse aux χ_0 et aux différentes sources de bruit de fond est analysée. Le quatrième chapitre est consacré aux efforts visant à améliorer la sensibilité de PICASSO en augmentant sa masse active. Pour ce faire, une procédure de fabrication de BDs de grand volume est

développée, et des calibrages sont effectués afin d'évaluer la quantité de masse active de chaque BD ainsi produit. La masse active est maintenant suffisante pour obtenir des statistiques intéressantes en vue de l'obtention d'une nouvelle limite sur la section efficace, cependant la sensibilité des BDs peut être compromise par les différentes sources de bruit de fond, en particulier la contamination interne en émetteurs α .

Pour prétendre à la détection de la matière sombre, le bruit de fond doit être réduit à un niveau inférieur au taux de comptage attendu pour les \mathcal{X}_0 . La première partie du cinquième chapitre est consacrée à la définition des niveaux de radioactivité acceptables et à la description des différentes techniques de purification permettant d'atteindre ces objectifs. Une technique de mesure de très faible radioactivité a été développée et caractérisée afin de vérifier si les objectifs sont atteints, et finalement les résultats expérimentaux sont comparés aux critères définis en première partie, donnant un aperçu du potentiel de PICASSO en tant que détecteur de matière sombre.

Le dernier chapitre est consacré aux résultats de la mesure de bruit de fond du montage installé dans le laboratoire de l'observatoire de neutrinos de Sudbury (SNO), dans la mine INCO de Creighton, à Sudbury (Ontario). Les sources de bruit de fond des détecteurs installés à SNO sont identifiées et quantifiées, les données analysées, et une courbe d'exclusion de la section efficace SD en est extraite.

Chapitre 1

MATIÈRE MANQUANTE DANS L'UNIVERS

Dans ce chapitre seront d'abord exposés les observations qui démontrent la présence de matière sombre (ou noire) dans notre galaxie et dans le reste de l'Univers, ensuite sont discutés les divers candidats pouvant expliquer la nature de cette matière sombre.

1.1. INTRODUCTION À LA COSMOLOGIE

Notre compréhension de l'Univers est basée sur deux principales observations, sur lesquelles reposent la théorie du Big-Bang, expliquant sa naissance et son évolution, ainsi que la modélisation mathématique de son état actuel et futur.

i) L'Univers est homogène et isotrope à grande échelle, et le rayonnement du bruit de fond cosmique (CMB) en fournit la preuve : sa distribution angulaire est isotrope à ± 0.0001 K près dans toutes les directions [1]. ii) L'Univers est composé de galaxies, séparées par de grands espaces, et dont les spectres d'émission sont décalés vers le rouge. Elles s'éloignent donc les unes des autres, ainsi l'Univers est en expansion.

Si l'Univers était fini, il aurait un centre, et toute la matière tomberait dans un même puits gravitationnel plutôt que de se concentrer en plusieurs points. Ceci est contraire aux observations, d'où le **principe cosmologique**, postulant que tous les points de l'Univers sont équivalents. Ceci a pour conséquence que le décalage vers le rouge (z) des galaxies varie linéairement avec leur distance d par rapport à l'observateur, selon la loi de Hubble : $v = cz = H_0 d$, où H_0 est le paramètre de Hubble au moment présent. Ainsi, plus une galaxie est loin, plus elle s'éloigne rapidement.

Plus récemment, les résultats sur plus de 50 supernovae de type 1a à grand décalage (Supernovae Cosmological Project et High- z Supernovae Search [2], avec les télescopes Keck, Hubble et VLT [4]) montrent qu'elles sont moins lumineuses

(et donc plus distantes) que dans le cas d'une expansion en ralentissement. L'expansion de l'Univers est donc en accélération [6], et de ce fait, la loi de Hubble n'est plus linéaire pour des chandelles standards éloignées, i.e. pour $z > 0.4$.

1.1.1. Théorie du Big Bang

L'état précédant l'Univers consisterait en une singularité de densité infiniment grande. L'Univers se développe suite à une explosion de l'espace-temps, le Big Bang (BB), à partir d'un plasma extrêmement chaud et dense en équilibre thermodynamique. Aux premiers instants, lorsque l'énergie de l'Univers est à l'échelle dite de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV), et ce jusqu'à 10^{-43} s après le BB, toutes les interactions sont unifiées en une seule force, et les particules sont hautement relativistes. A mesure que l'Univers s'étend, la densité d'énergie diminue et les symétries de la nature se brisent. Entre 10^{-37} et 10^{-34} s, la brisure de la symétrie de grande unification (GUT) cause une transition de phase, l'Univers subit alors une expansion exponentielle dite période inflatoire [7][8]. Dans ce scénario, l'Univers évolue à partir d'un volume extrêmement petit, dans lequel toutes les régions de l'espace sont liées causalement, évitant de ce fait le problème d'horizon. Pendant l'inflation, l'espace grandit exponentiellement, ce qui a pour effet d'atténuer les courbures locales du volume primaire, et donc de garder l'Univers dans une géométrie euclidienne. Le modèle inflatoire est maintenant généralement accepté puisque sa principale prédiction a été vérifiée expérimentalement (voir section 1.1.2).

Après cette période inflatoire, l'Univers est constitué d'une soupe de quarks et de leptons, qui en se refroidissant donne lieu à la condensation des quarks en nucléons (vers 10^{-6} s). La densité de baryons observable aujourd'hui résulte de l'annihilation des antiquarks par les quarks, légèrement plus abondants au départ. Vers 10^{-2} s, l'Univers est en équilibre thermodynamique (i.e. $e^- + e^+ \leftrightarrow \gamma$ et $e^- + p \leftrightarrow \nu + n$) et la densité d'énergie est dominée par la radiation. Un peu avant 1s, les neutrinos se découplent, et les positrons s'annihilent presque totalement avec les électrons. De 10^{-2} à 10^2 s, les éléments légers se forment par le processus de nucléosynthèse. 300 000 ans après le BB, la diffusion de Thomson devient négligeable, permettant alors le découplage de la radiation et de la matière. A partir de ce moment, l'évolution de l'Univers est déterminée par la matière, l'Univers devient transparent, et les photons se propagent librement vers l'infini, en suivant des géodésiques. Leur énergie passe de 3000 K à une valeur de 2.73 K observée

aujourd'hui dans le CMB. Par la suite, les fluctuations de densité sont amplifiées par gravitation et donnent lieu à la croissance des structures aujourd'hui présentes dans l'Univers [7]. La figure 1.1 résume l'évolution de la densité de matière et de radiation en fonction de la température et de l'énergie de l'Univers.

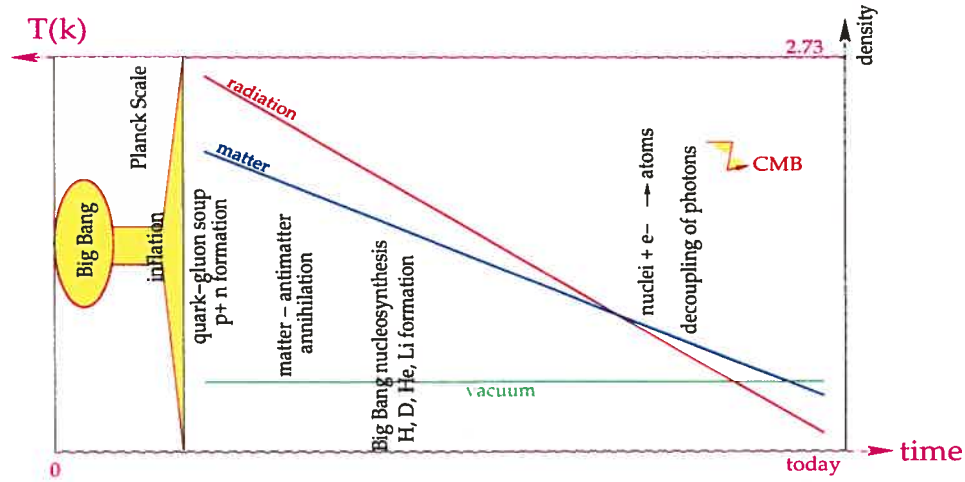


FIG. 1.1: Evolution de la densité de matière et de radiation en fonction de la température et de l'énergie de l'Univers.

1.1.2. Composition de l'Univers

L'évolution de la position d'une galaxie dans l'Univers est donnée par l'équation de Friedmann, dans laquelle le paramètre de Hubble $H(t) = \frac{1}{a}(\frac{da}{dt})$ décrit l'évolution du facteur d'échelle a dans le temps. Au temps de référence t_0 , $a = \frac{r(t_0)}{r_0} = 1$ et $H_0 = \frac{da}{dt}(t_0) = h \times 100 \text{ km/s/Mpc}$, où h est une paramétrisation de H_0 et $r(t)$ la position de la galaxie au temps t .

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} (\rho_R + \rho_M) - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.1.1)$$

où ρ_R et ρ_M sont les densités de radiation et matière dans l'Univers, k la courbure de l'espace-temps, et Λ la constante cosmologique. Pour $k = -1$, l'Univers est ouvert, sa géométrie hyperbolique et son expansion infinie; pour $k = 0$, l'Univers est plat, sa géométrie euclidienne, et son expansion statique; pour $k = 1$, l'Univers est fermé, sa géométrie sphérique, et se termine par une implosion. L'ordre dans lequel les termes de radiation, matière, courbure et constante cosmologique apparaissent n'est pas arbitraire : chacun contribue à l'expansion selon a^{-4} , a^{-3} ,

a^{-2} et a^0 respectivement, et donc chacune des contributions domine l'expansion à des époques subséquentes (voir fig.1.1) [10].

Par convention, t_0 correspond à l'époque actuelle. La densité critique de l'Univers est définie comme $\rho_c \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G}$, et sa valeur est évaluée à $\sim 1.7 \times 10^{-29} \frac{g}{cm^3}$ [9]. Chaque contribution i à l'énergie de l'Univers est exprimée en terme du paramètre $\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c}$, obtenu en introduisant ρ_c dans l'équation 1.1.1 et en la divisant par H^2 .

$$\begin{aligned} 1 &= \frac{8\pi G}{3H^2 c^2} \cdot \rho_R + \frac{8\pi G}{3H^2 c^2} \cdot \rho_M - \frac{kc^2}{a^2 H^2} + \frac{\Lambda}{3H^2} \\ 1 &= \Omega_R + \Omega_M - \Omega_k + \Omega_\Lambda \\ \Omega_0 &\equiv 1 + \Omega_k = \Omega_R + \Omega_M + \Omega_\Lambda \end{aligned} \quad (1.1.2)$$

L'évolution de l'Univers de Friedmann se décrit entièrement en terme de quatre paramètres cosmologiques : $\Omega_R, \Omega_M, \Omega_\Lambda$ et H_0 .

1.1.2.1. Rayonnement de bruit de fond cosmique (CMB)

Au moment présent, le rayonnement fossile correspond à une densité d'énergie de $\rho_r = 0.25 \text{ MeV/m}^3 \sim 4 \times 10^8 \gamma/\text{m}^3$ [8]. Comme nous l'avons vu à la section 1.1.1, ces photons étaient couplés à la matière depuis le début de l'Univers jusqu'au moment où l'Univers est devenu transparent ($\Omega_M > \Omega_R$). Pendant cette période, les photons ultrarelativistes exerçaient une pression ($p = \rho/3$) contre l'attraction gravitationnelle, faisant osciller le fluide de matière et de photons. Ces oscillations, ainsi que les fluctuations de densité, sont reflétées aujourd'hui dans les anisotropies de la température du CMB : $T(\theta) = T_0(1 + \Delta T(\theta))$. Mesurer ces fluctuations dans toutes les directions, $T_0 \cdot \sum_{lm} a_{lm} Y_{lm}$ où $l \sim \frac{\pi}{\theta}$, nous informe sur les conditions initiales ayant mené à la formation des structures aujourd'hui observées dans l'Univers. Des expériences sur des satellites (*COBE* et *WMAP*) et sur des ballons (*BOOMERanG* et *MAXIMA*) ont démontré que la température du CMB est extrêmement uniforme : $(2.7250 \pm 0.0001)\text{K}$, ce qui supporte la théorie de l'inflation. Les mesures de *BOOMERanG* et *MAXIMA* ont montré grâce à une résolution angulaire de $10'$ la présence d'au moins deux pics acoustiques dans le spectre de puissance des anisotropies (figure 1.2) [3][19], et récemment, *WMAP* est parvenu à produire une carte très précise de la température du ciel ($\pm \mu\text{K} \equiv 0.3^\circ$), mettant en évidence les amplitudes et positions des trois pics acoustiques, contraignant ainsi les paramètres cosmologiques de façon très précise [11].

En particulier, la position du premier pic favorise fortement $k = 0$, donc un Univers de géométrie euclidienne. Ce résultat, combiné aux contraintes sur Ω_b , Ω_M et Ω_Λ , indique que $\Omega_0 = 1$.

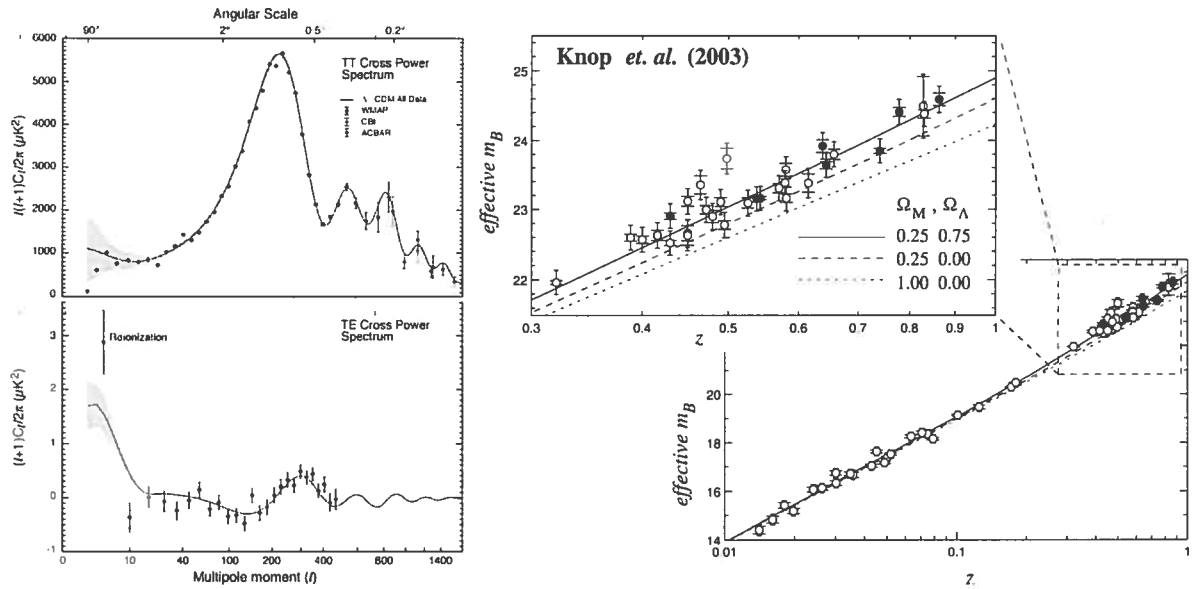


FIG. 1.2: A gauche : pics acoustiques du rayonnement de bruit de fond cosmique [11]. A droite : relation magnitude-décalage vers le rouge pour des chandelles standards rapprochées (céphéides $z < 0.2$) et éloignées (SNe Ia $z > 0.4$) [2].

1.1.2.2. Énergie sombre

Les mesures sur les SNe Ia excluent l'hypothèse d'un Univers composé uniquement de matière ($\Omega_M = 1$) à un niveau de confiance de 8σ . L'accélération de l'expansion de l'Univers pourrait s'expliquer par la présence d'une énergie anti-gravitationnelle, dite sombre, puisque sa nature est inconnue. Les derniers résultats du Supernovae Cosmological Project, pris indépendamment des autres observations, demandent une densité d'énergie sombre de $\Omega_\Lambda = 0.75 \pm 0.1$ et de matière de $\Omega_m = 0.25 \pm 0.1$ [9].

La gravitation de la matière doit donc être compensée par une source de pression négative, attribuée à l'énergie dite du vide. Son origine serait due soit à la présence d'un champ cosmique (aussi appelé "quintessence"), qui évolue vers son niveau d'énergie le plus bas [12], soit par l'existence d'une constante cosmologique Λ non-nulle [9]. Dans ce dernier cas, la nature de l'énergie sombre pourrait

s'expliquer par la pression exercée par le vide, pour laquelle $p = -\rho$ dans la théorie des champs quantiques. Sa contribution à la densité totale de l'Univers reste constante, jamais diluée comme l'a été la radiation et comme l'est la matière. Elle serait négligeable dans le passé, $\sim \rho_M$ à t_0 , et dominerait dans le futur. Ainsi, pour $\Lambda \neq 0$, l'Univers est destiné à s'étendre et se refroidir indéfiniment. La valeur de Λ mesurée à partir des SNe Ia donne $2.28 \times 10^{-56} \text{ cm}^{-2}$; ainsi Λ affecte la géométrie de l'espace-temps à partir d'une échelle de distance de $\frac{1}{\sqrt{\Lambda}} \sim 10^{28} \text{ cm}$ [7]. Les mesures sur le CMB favorisent l'hypothèse de la constante cosmologique : $\rho/p < -0.78$ à un niveau de confiance de 95% [11].

Il est intéressant de noter que plusieurs observations imposent une limite supérieure à la densité de l'énergie sombre. L'étude des structures à grande échelle (LSS) mène à une limite inférieure de $\Omega_M > 0.13$, le meilleur fit étant $\Omega_\Lambda = 0.7, \Omega_M = 0.3$ [2]. La comparaison des recensement en z IRAS avec d'autres analyses des LSS donnent typiquement de grandes valeurs de Ω_m , mais avec de grandes incertitudes : $0.3 < \Omega_m \leq 3$ [13]. L'âge de l'Univers et la distance entre les galaxies augmentent avec Λ puisque l'expansion dure plus longtemps que dans le cas $\Omega_M = 1$. Etant donné que la probabilité d'observer une lentille gravitationnelle dépend du nombre de galaxies le long de la visée et de la distance de la source, l'abondance des lentilles permet de fixer une limite supérieure de $\Omega_\Lambda \leq 0.75$ (avec un niveau de confiance (NC) de 95 %). De la même façon, les lentilles causées par les amas limitent Ω_Λ à 0.7 [9], la limite la plus récente obtenue par cette méthode donnant $\Omega_\Lambda \leq 0.66$ (95 % NC) [13].

1.1.2.3. Matière gravitationnelle.

La densité de matière a été mesurée dans le spectre visuel et radio à partir des observations par télescopes et satellites, et est évaluée à environ $\rho_b = 0.5 \text{ GeV/m}^3 \sim 0.5 \text{ baryon/m}^3$ [8]. Cette matière dite visible est nettement insuffisante pour expliquer le comportement gravitationnel des galaxies et amas de galaxies dans l'Univers. La nucléosynthèse dans la théorie du BB (BBN) explique la formation des éléments (voir [7]) et prédit l'abondance relative des éléments légers (H, D, ^3He , ^4He et ^7Li) avec une précision de 10 à 0.1%. Ses prédictions sont vérifiées en mesurant les abondances primaires dans de grands volumes de matière intergalactique, sur les gaz contenant le plus bas taux d'éléments lourds possible, pour éviter la contamination par les processus stellaires. Etant donné qu'aucun processus connu ne fabrique de quantités significatives de deutérium,

celui-ci constitue la mesure la plus sensible de la densité de baryons produite par la BBN. Les mesures de Burles et Tytler avec les télescopes Keck et Hubble près des quasars donnent un rapport de $D/H = 3.4 \pm 0.5 \times 10^{-5}$. Ce résultat combiné aux mesures d'abondance des autres éléments vérifie avec une très grande précision les prédictions de la BBN, et correspond à une densité baryonique de $\Omega_b h^2 = 0.019 \pm 0.0024$ (95 % N.C.) [14].

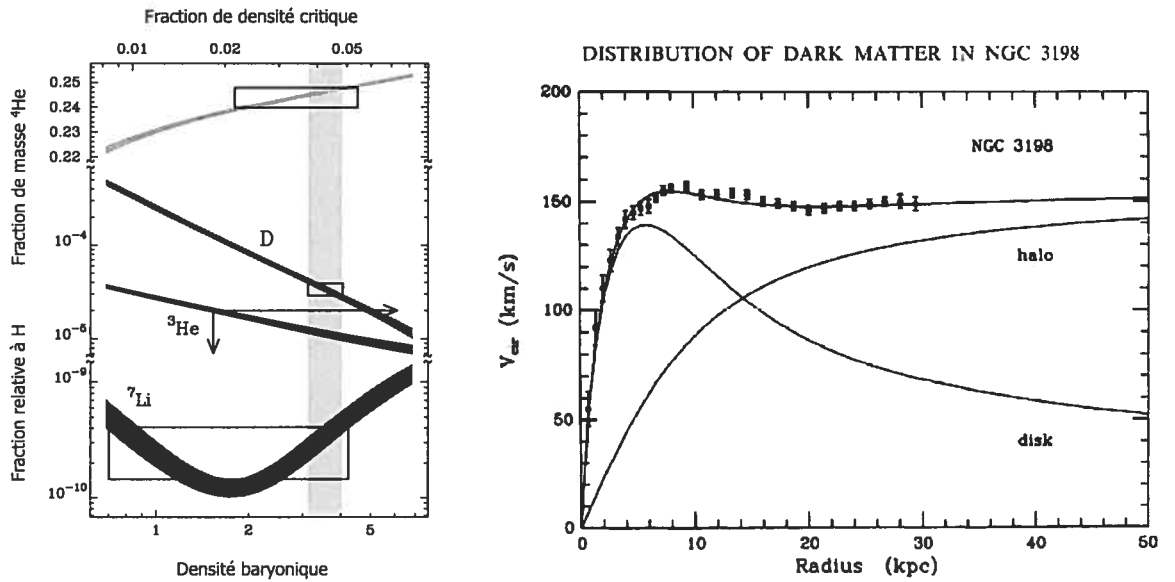


FIG. 1.3: A gauche : prédictions et mesures expérimentales des abondance des noyaux légers donnés (95% N.C.) [9][14]. A droite : courbes de rotation de la galaxie NGC 3198 i) obtenue à partir des valeurs observées, ii) calculée selon la troisième loi de Kepler et iii) calculée en présence d'un halo de matière sombre.

Or la densité baryonique découlant de la BBN ne correspond qu'à environ $1/8$ de la masse gravitationnelle totale de l'Univers; les $7/8$ restants seraient donc constitués de matière dite sombre, puisque encore inobservée jusqu'à ce jour [14]. Les premières observations menant à l'hypothèse de la présence de matière invisible autour des galaxies et des amas ont été faites dans les années 30 (J. Oort, F. Zwicky); depuis, les preuves s'accumulent, et ce, même dans notre propre galaxie.

Une galaxie spirale se définit comme un disque de $\sim 10^9$ étoiles en rotation autour duquel gravite un gaz d'hydrogène. La vitesse de rotation v_{rot} d'un objet

de masse m à une distance r du noyau de la galaxie est donnée par :

$$\vec{F}_g = \frac{GM_r m}{r^2} = \vec{F}_c = \frac{m \vec{v}_{rot}^2}{r} \Rightarrow v_{rot} = \sqrt{\frac{GM_r}{r}}$$

Dans le noyau de la galaxie, $M_r = \rho \frac{4}{3} \pi r^3$ et donc $v_{rot} \propto r$, tandis que pour un objet situé en dehors du noyau de la galaxie, $M_r = M_{tot} = cte$, et donc $v_{rot} \propto \sqrt{\frac{1}{r}}$. Or toutes les observations faites jusqu'à ce jour indiquent que v_{rot} plafonne à une valeur constante, et ce pour des distances beaucoup plus grandes que le rayon du disque lumineux [7]. Dans la Voie Lactée par exemple, le disque lumineux s'étend sur un rayon de 3 kpc, mais la courbe de rotation est plate à $\pm 15\%$ de 4 kpc à 18 kpc de son centre, et aucune mesure n'indique que v_{rot} diminue à partir de cette distance [16]. La figure 1.3 montre la vitesse de rotation des objets de la galaxie NGC 3198 en fonction de leur position radiale; il en découle que les données expérimentales seraient expliquées par la présence d'un halo étendu sur un rayon 10 fois plus grand que celui du disque lumineux.

Les mesures de Zaritsky sur 69 galaxies satellites autour de 45 galaxies spirales semblables à la Voie lactée indiquent que les galaxies spirales sont entourées d'un halo massif, donnant une limite inférieure de $\Omega_m = 0.13$ à 99 % NC, et favorisant $\Omega_m \sim 0.3$ [13] [16].

Les amas de galaxies se forment par gravitation, en balayant un immense rayon de matière environnante. En considérant que le rapport de masse baryonique sur la masse totale des amas est représentatif de celui qu'on retrouve dans l'Univers en entier, et en combinant la densité baryonique calculée à partir de la BBN, on trouve que la fraction baryonique mesurée $\frac{\Omega_b}{\Omega_m} = 0.13 \pm 0.013$ [2] correspond à une densité de $\Omega_m \sim 0.3 \pm 0.1$ [9].

Le rapport $\frac{M}{L}$ mesure le rapport entre la masse et la quantité de lumière émise pour des amas ($2-10 \times 10^{14} M_\odot$ dans 1-2 Mpc) ou des super-amas (~ 10 Mpc); la masse est calculée à partir du mouvement des galaxies (théorème du viriel), de la température du gaz intergalactique, ou des lentilles gravitationnelles (expliquées à la section 1.2.1). Il s'avère que ce rapport est presque constant : $\frac{M}{L} = (200 \pm 70) \times \left(\frac{M}{L}\right)_\odot$, où $\left(\frac{M}{L}\right)_\odot = 1$ est le rapport $\frac{M}{L}$ pour le soleil [2]; ainsi une grande proportion de la matière gravitationnelle est sombre. Dans l'hypothèse où ce rapport $\frac{M}{L} \sim 200$ caractérise tous les objets visibles de l'Univers, la masse totale gravitationnelle qui en découle contribuerait à une densité de $\Omega_m = 0.2 \pm 0.1$

[9]. Selon le recensement de 16 amas de quelques Mpc à $z \sim 0.3$ par le CNOC, $\Omega_m = 0.19 \pm 0.06$, ce qui confirme le résultat précédent [17].

Le groupe local des galaxies se déplace à 627 ± 27 km/s par rapport au CMB. Ce flux à grande échelle est causé par la gravité, et donc se dirige dans la direction d'un excès de masse, à une vitesse proportionnelle à cette masse. En utilisant les recensements en z IRAS, on trouve que $\Omega_m \geq 0.2$ [16].

1.1.3. Le Nouveau modèle cosmologique standard

L'accord entre les mesures sur le CMB ($z \sim 1100$), les SNe Ia ($z \sim 2-4$) et les galaxies ($z < 1$) est stupéfiant, car elles sont effectuées grâce à des méthodes totalement indépendantes sur toutes les échelles de l'Univers. Leur combinaison mène au modèle dit Λ Cold Dark Matter (Λ CDM), maintenant accepté par la communauté scientifique comme étant le modèle cosmologique standard. Les valeurs des différentes contributions sont données au tab.1.1 [5].

$t_U = (13.7 \pm 0.2) \text{ Gy}$ [11]	$h = 0.72 \pm 0.05$ [11]	$\Omega \sim 1$
$ 1 - \Omega_0 < 0.03$ [11], [2]	$\Omega_\Lambda = 0.73 \pm 0.04$ [11]	$\Omega_\Lambda \sim 0.7$
$\Omega_M \cdot h^2 = 0.17 \pm 0.02$ [11]	$\Omega_{lum} \cdot h^2 = 0.004 \pm 0.002$ [5]	$\Omega_M \sim 0.3$
$\Omega_b \cdot h^2 = 0.024 \pm 0.019$ [14]	$\Omega_\nu \cdot h^2 < 0.0076$ [11]	$\Omega_{CDM} \sim 0.25$
$\Omega_{CDM} \cdot h^2 = 0.113 \pm 0.01$ [5]		$\Omega_b \sim 0.05$

TAB. 1.1: Paramètres du modèle cosmologique standard Λ CDM

1.1.3.1. Récents progrès

Un ensemble de mesures récemment obtenues avec le satellite XMM-Newton démontre sans ambiguïté que l'abondance des amas lumineux en rayons-X était bien moindre à l'époque où l'Univers était deux fois plus jeune qu'aujourd'hui. Si les processus gouvernant la physique des amas sont bien compris, cette nouvelle observation est l'indice d'une valeur élevée de la densité de matière de l'Univers, infirmant la présence d'énergie sombre ($\Lambda = 0$), et attribuant plutôt 75% de Ω à la matière sombre [15].

1.2. NATURE DE LA MATIÈRE SOMBRE

La cosmologie et l'astrophysique ont démontré qu'environ 27% de l'Univers est composé d'une matière dite sombre. Malgré que sa nature soit inconnue, ses

manifestations dans le cosmos permettent de la caractériser : la matière sombre n'émet pas de radiation et interagit très rarement (donc n'a pas de charge électrique) ; elle doit être en partie non-relativiste, puisque les galaxies se forment par agrégation de particules, et des objets se déplaçant trop rapidement ne permettraient pas le développement de ces petites structures [18] ; elle est en grande partie non-baryonique [14].

Plusieurs théories alternatives ont été étudiées dans le but de contourner le problème de la matière sombre, les principales étant les suivantes : i) ajustement de la constante cosmologique, ii) théorie des cordes, iii) modification de la mécanique newtonienne (ceci pourrait expliquer les courbes de rotation des galaxies), iv) dépendance temporelle de la constante gravitationnelle ($G \sim \frac{1}{t}$; il n'existe aucune observation d'un tel comportement, de plus ceci mènerait à la non-conservation de l'énergie) [7]. Or aucune de ces solutions ne résoud complètement le problème de la matière sombre, et il faut inévitablement rechercher de la matière invisible dans l'Univers.

1.2.1. Matière sombre baryonique

Les objets astronomiques qui ne rayonnent que peu ou pas, tels que les planètes, les naines brunes, les naines blanches, les trous noirs, les galaxies à surface peu lumineuse et les nuages d'hydrogène froid, sont naturellement les premiers candidats considérés. Les MACHOs (objets compacts massifs présents dans le halo galactique) sont détectés par effet de lentille gravitationnelle : la masse du MACHO est déduite à partir de l'intensification de la luminosité d'une étoile dans la ligne de visée, et/ou de la séparation angulaire entre ses images, lorsque la résolution du détecteur le permet. L'abondance des MACHOs dans la galaxie est calculée selon la durée et de l'amplitude du phénomène (typiquement 30 jours et 3x) sur des millions d'étoiles [4].

Le groupe MACHO a identifié de 13 à 17 candidats dans le grand nuage de Magellan, ce qui attribue aux MACHOs 8 à 50 % de la masse du halo galactique, tandis que les 3 ou 4 candidats identifiés par le groupe EROS limitent à 30% la contribution de MACHOs de 0.5 masse solaire. Ces résultats, combinés à ceux du projet OGLE [20], accordent au maximum 50% de la matière sombre aux MACHOs [7] et une densité $\Omega_M < 0.25$ [4]. L'absence d'événements de courte durée restreint à 10-20% la contribution d'objets dont la masse se situe entre 10^{-7} et $0.1 M_{\odot}$, ce qui exclue les naines brunes, le candidat MACHO favori

[7][20]. De récentes mesures sur la stabilité de systèmes binaires démontrent que les MACHOs contribuent de façon négligeable à Ω_M [5].

La détection du rayonnement de Hawking des trous noirs prouverait leur présence ; l'absence de rayonnement $\gamma \sim 100$ MeV limite l'abondance des trous noirs d'une masse de moins de 10^{15} g à $\Omega_{tn} \leq 10^{-8}$ [4].

1.2.2. Matière sombre non-baryonique

Les possibilités de matière exotique sont infinies, dans ce travail seront exposés les candidats les plus plausibles et les plus susceptibles d'être éventuellement détectés. La matière sombre est dite chaude si sa vitesse est relativiste lors de la formation des galaxies, froide si elle est non-relativiste.

1.2.2.1. Matière sombre chaude (HDM)

Etant donné que son existence est connue et mesurable, le candidat non-baryonique le plus simple est le **neutrino** (ν). La présence de ν de masse de 30 à 100 eV produirait une densité suffisante pour expliquer le comportement de notre halo ; cependant, l'hypothèse HDM est compromise par de nombreux arguments. D'abord, les expériences de recherche de la désintégration double- β (ν de Majorana) ont imposé une limite supérieure de $m_{\nu}^{\beta\beta} \leq 0.4$ eV [21] ; le ν_e serait donc déjà exclu, restent le ν_{μ} et le ν_{τ} , puisque les accélérateurs ont limité le nombre de saveurs de neutrinos légers à trois. La désintégration β du tritium (ν de Dirac) impose pour sa part une limite de $m_{\nu e} \leq 2$ eV. Des résultats plus récents de SNO et Super-Kamiokande prouvent que les ν ont une masse : $0.05 < m_{\nu e} + m_{\nu \mu} + m_{\nu \tau} < 8.4$ eV, et donc participent à Ω_M , mais leur contribution est limitée à $0.001 < \Omega_{\nu} < 0.18$ [84]. WMAP accorde au maximum $\Omega_{\nu} < 0.0076$ (95 %) [11] ; cette contribution devient négligeable lorsque l'énergie du vide est considérée [12].

Les études de simulations de formation de structures dans un Univers dominé par les ν ont montré que les ν ne peuvent pas reproduire la formation des structures observées, ni former les halos des galaxies [16]. Par conséquent, la contribution HDM est limitée à au plus 10 % de la densité de matière sombre, mais est exclue par WMAP [11].

Les candidats énumérés jusqu'à présent ne peuvent expliquer qu'une partie de la masse manquante, et ne sont pas essentiels à la solution du problème. Il demeure

qu'une majeure partie de la matière sombre (sinon toute) est nécessairement non-baryonique et non-relativiste.

1.2.2.2. Matière sombre froide (CDM)

La CDM pourrait être constituée de divers défauts topologiques, comme les monopôles magnétiques (m.m.) et les modes Kaluza-Klein de certaines particules, résultant de la théorie des supercordes avec extra-dimensions compactifiées [30]. Cependant les candidats les plus intéressants sont sans doute les axions et les neutralinos : il suffissent pour résoudre entièrement le problème de la matière sombre, leur espace de paramètres respectif soutenant leur existence est accessible par l'expérience, et les théories les entourant permettraient de résoudre des problèmes théoriques soulevés par le Modèle standard.

Les axions sont des bosons légers hypothétiques qui expliquent l'absence de violation CP dans l'interaction forte et qui se couplent très faiblement à la matière ordinaire. Ils pourraient jouer un rôle similaire à celui des neutrinos en transportant l'énergie dégagée par les étoiles. Leur densité serait significative s'ils avaient une masse de $m_a \sim 10^{-3}$ à 10^{-5} eV ; une plus petite masse mènerait à une abondance cosmologique trop grande, une masse plus grande est exclue par la combinaison des contraintes imposées par les observations astronomiques et en laboratoire. Les axions se couplent aux gluons et aux γ , et la désintégration en deux γ est permise, quoique avec un temps de vie plus grand que l'âge de l'Univers. Cependant, les axions se couplent aux champs magnétique et électrique, ils peuvent donc exciter un mode fondamental d'une cavité résonante soumise à un fort champ magnétique [22]. Les expériences fixent une limite de $\Phi_a < 3.8 \times 10^{-15} \text{ /cm}^2 \text{ /s /sr}$ sur le flux d'axions dans la galaxie, et excluent la région de masse $10^{-3} < m_a < 2$ eV et les axions lourds $m_a > 10$ keV [7].

1.2.3. Particules massives interagissant faiblement (WIMPs)

Les WIMPs constituent une sous-catégorie de CDM ; ce scénario est supporté par les mesures du spectre angulaire de puissance du CMB, dont la position et la largeur des pics ne correspondent pas à ceux attendus pour les cordes cosmiques, les défauts topologiques et les modèles de modification de la théorie de la gravitation [19]. La matière sombre froide pourrait être constituée de **neutrinos lourds**, dont la masse serait inférieure à 100 keV ou supérieure à 2 GeV pour les neutrinos de Dirac et 5 GeV pour les neutrinos de Majorana. Mais les expériences

avec accélérateurs (LEP, Tevatron) ont exclu un neutrino dont la masse est de l'ordre des GeV et la cosmologie exclut la région de 90 eV à 3 GeV [4]. Le candidat le plus intéressant reste le **neutralino** (χ_0), dont la détection permettrait de vérifier la validité de la supersymétrie, discuté à la section 2.1.

1.2.3.1. Densité relique

Les WIMPs auraient été produits aux débuts de l'Univers, à la suite de la brisure de symétrie GUT (voir section 1.1.1). Leur densité dans l'Univers actuel dépend de leur taux d'annihilation. Le nombre de densité $n_{\mathcal{X}} = N_{\mathcal{X}}/a^3$, où $N_{\mathcal{X}}$ est le nombre total d'un type de particules \mathcal{X} qu'on retrouve dans l'Univers, est déterminé par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{1}{a^3} \frac{d}{dt}(n_{\mathcal{X}} a^3) = \frac{dn_{\mathcal{X}}}{dt} + 3Hn_{\mathcal{X}} = -\langle \sigma_{ann} v \rangle (n_{\mathcal{X}}^2 - (n_{\mathcal{X}}^{eq})^2) \quad (1.2.1)$$

$$n_{\mathcal{X}}^{eq} = \frac{g}{(2\pi)^3} \int f(\vec{p}) d^3\vec{p} \quad (1.2.2)$$

où σ_{ann} est la section efficace d'annihilation, v la vitesse des particules, $n_{\mathcal{X}}^{eq}$ leur densité d'équilibre (par exemple, pour $n_{\mathcal{X}} > n_{\mathcal{X}}^{eq}$, l'annihilation de \mathcal{X} sera plus rapide que leur création), et $f(\vec{p})$ la distribution de Fermi-Dirac ou de Bose-Einstein. Le taux d'annihilation est donné par $\mathcal{R} = \sigma_{ann} v n_{\mathcal{X}}^2$ [16].

Au début de l'Univers, la température est plus grande que la masse des \mathcal{X} ($T > m_{\mathcal{X}}$), $n_{\mathcal{X}}^{eq} \propto T^3$ et $H(t) \propto \frac{T^2}{m_{pl}}$, où m_{pl} est la masse de Planck. Le terme $\frac{dn_{\mathcal{X}}}{dt}$ domine le terme $3Hn_{\mathcal{X}}$, et la production et l'annihilation de particules de CDM sont en équilibre. Lorsque la température de l'Univers tombe en-deça de l'énergie nécessaire à la production ($T \leq m_{\mathcal{X}}$), alors $n_{\mathcal{X}}^{eq} \propto T^{2/3} e^{-m_{\mathcal{X}}/T}$ et le nombre de \mathcal{X} diminue exponentiellement. A ce moment, $3Hn_{\mathcal{X}}$ domine le terme de droite, $\frac{dn_{\mathcal{X}}}{dt} + 3Hn_{\mathcal{X}} \approx 0$ et l'abondance des \mathcal{X} reste constante, leur densité étant simplement diluée par l'expansion de l'Univers. La "congélation" se produit lorsque $\sigma_{ann} v n_{\mathcal{X}}(T_c) = H(T_c)$ à une température de $T_c \approx M_{\mathcal{X}}/20$. La densité d'équilibre décroît très rapidement en fonction de la température; ainsi plus le taux d'annihilation est grand, plus le nombre de densité quitte l'équilibre rapidement, et plus leur abondance relique est faible [4].

1.2.3.2. Distribution dans la galaxie.

Sa densité serait distribuée comme $\rho_{dm} \sim 1/\sqrt{r}$ dans des halos sphériques entourant les galaxies. La matière lumineuse constituant les galaxies irradie des

γ , ce qui crée un effondrement gravitationnel, et la galaxie prend la forme d'un disque ; or la matière sombre ne peut pas irradier, et se retrouve donc sous une forme beaucoup plus diffuse [22]. De plus, une distribution sphérique de la masse expliquerait la vitesse de rotation constante de l'anneau polaire des galaxies à anneau polaire [7], et l'étalement vertical de l'hydrogène par rapport au disque de la galaxie, qui est de 200 pc à R_\odot , et 1700 pc à $3R_\odot$, où R_\odot est le rayon de l'orbite du Soleil dans la Voie Lactée [16]. La présence d'un halo stabiliserait la structure des galaxies spirales, qui théoriquement auraient tendance à former des galaxies en barre, qui existent mais sont rares [7].

Le halo de matière sombre local aurait une densité de 0.3 à 0.5 GeV/cm³ pour expliquer les vitesses de rotation asymptotiques de notre galaxie [22]. Il est statique et non-rotatif [23]. Dans l'hypothèse d'un halo isotherme, la distribution de vitesse de la matière sombre est isotrope. Celle-ci étant piégée dans la galaxie par gravitation, sa vitesse doit se comporter comme celle des étoiles, et donc avoir une distribution de Maxwell-Boltzmann [18]. Du point de vue d'un observateur placé sur la Terre, la distribution relative se situe autour d'une vitesse moyenne de $\vec{v}_0 \approx 250$ km/s :

$$f(\vec{v}, \vec{v}_T) = e^{\frac{-(\vec{v} + \vec{v}_T)^2}{v_0^2}} \quad (1.2.3)$$

où \vec{v} est la vitesse des particules de matière sombre incidentes sur la Terre et \vec{v}_T est la vitesse de la Terre par rapport au halo [23][24].

CONCLUSION

Nous avons vu dans ce chapitre que des mesures à toutes les échelles de l'Univers sont compatibles et convergent vers l'idée qu'une partie importante de l'Univers serait composée de matière sombre. Celle-ci serait constituée de matière non-relativiste au moment de la formation des galaxies, elle-même composée de particules exotiques massives distribuées en halos autour des galaxies. Au prochain chapitre nous verrons quel est le candidat le plus plausible, et le reste de la thèse sera dédiée au développement et la mise en marche d'un détecteur visant sa détection.

Chapitre 2

DÉTECTION DE LA MATIÈRE SOMBRE

Nous avons vu au chap.1 que le neutralino (\mathcal{X}_0) constitue un candidat prometteur pour expliquer la matière sombre, et a le grand avantage d'être supporté par une théorie sur le point d'être confirmée (ou infirmée) par l'expérience. Le présent chapitre introduit la phénoménologie du \mathcal{X}_0 , explique les techniques expérimentales permettant de le détecter, et finalement fait un survol des principaux projets de détection de matière sombre développés dans le monde.

2.1. LE NEUTRALINO

Les nombreux problèmes du modèle standard (MS), en particulier le grand nombre de paramètres arbitraires (19 avant l'oscillation ν) et le problème de hiérarchie (la force gravitationnelle entre deux protons est 10^{32} fois plus faible que la force électromagnétique), ainsi que la poursuite de la grande unification (GUT), forcent la physique des particules à évoluer vers une théorie plus globale. De nombreuses nouvelles théories ont été mises de l'avant ; l'une d'entre elles, la supersymétrie (SUSY), est une extension du Modèle standard permettant l'unification des fermions et bosons (donc matière et interactions), ainsi que l'unification de toutes les forces, incluant la gravité. L'échelle naturelle de grandeur SUSY pour satisfaire aux exigences des GUTs et résoudre les problèmes du MS est inférieure à 1 TeV ; la SUSY est donc vérifiable par la nouvelle génération d'accélérateurs comme le LHC. De plus elle fournit un candidat pour la matière sombre froide, le neutralino (\mathcal{X}_0), dont la masse prédite tombe naturellement dans l'intervalle de 30 GeV à 1 TeV suggéré par la cosmologie [18].

2.1.1. Supersymétrie

La SUSY étend l'algèbre normale décrivant l'espace-temps en lui ajoutant quatre opérateurs (Q_α, Q_β et leurs complexes hermitiques) de spin 1/2, qui commutent avec l'hamiltonien et convertissent les bosons en fermions (et vice-versa) :

$Q|fermion\rangle = |boson\rangle$. Ces opérateurs sont des spineurs respectant les relations de commutation suivantes :

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = 2\sigma_{\alpha\beta}^\mu p_\mu \quad [Q_\alpha, H] = 0 \quad (2.1.1)$$

où les σ^μ sont les matrices de Pauli et les p_μ sont les quadrivecteurs de quantité de mouvement [31]. La SUSY conserve la R-parité : $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$ où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin : $R_p = +1$ pour les particules et -1 pour leur superpartenaire. Le nom des superpartenaires porte un “s” pour les fermions et un “ino” pour les bosons (par exemple, les superpartenaires de l’électron, du photon et du Higgs sont respectivement le sélectron, le photino et le higgsino). La conservation de la R-parité a trois conséquences : les particules SUSY sont créées par paires (par exemple $e^+e^- \rightarrow \tilde{e}^+\tilde{e}^-$), les plus lourdes peuvent se désintégrer en plus légères (par exemple $\tilde{e} \rightarrow e\tilde{\gamma}$) et la plus légère (LSP) est stable, elle est donc la plus susceptible d’être détectée [7].

La dégénérescence fermion-boson n’est pas observée dans la nature ; la SUSY est donc soit inexacte, soit brisée. S’il s’agit d’une brisure spontanée de symétrie, alors l’échelle de masse de la SUSY doit être de l’ordre de la masse des bosons W et Z ($M_{SUSY} \sim M_W$) [36]. L’extension SUSY minimale du modèle standard (MSSM) ajoute au MS un doublet de Higgs et les superpartenaires SUSY. Les particules voient leur nombre de degrés de liberté doubler, ce qui fait apparaître de nombreux nouveaux paramètres libres (au moins 63 selon [16], 124 selon [36]). Les charginos et les neutralinos sont formés par les mélanges de jauginos (\tilde{W}^\pm , \tilde{H}^\pm) et (\tilde{Z}^0 , $\tilde{\gamma}$, \tilde{H}_1 et \tilde{H}_2), respectivement.

Le candidat le plus favorisé pour la LSP est le neutralino neutre, une particule de Majorana ($\mathcal{X} = \mathcal{X}^c$), qui consiste en un mélange de jauginos neutres :

$$\mathcal{X}_0 = N_1\tilde{\gamma} + N_2\tilde{Z}^0 + N_3\tilde{H}_1^0 + N_4\tilde{H}_2^0 \quad (2.1.2)$$

où $\sum_{i=1}^4 |N_i|^2 = 1$. Les coefficients N_i dépendent des paramètres de masse M_1 et M_2 des jauginos associés à SU(2) et U(1), du paramètre de masse μ du Higgs, du rapport des valeurs moyennes du vide des Higgs neutres $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$, de l’angle de mélange électrofaible θ_w et de la masse du Z^0 . La phénoménologie du \mathcal{X}_0 est très sensible à l’importance relative de ces paramètres : pour $\mu, M_Z < M_1, M_2$, $N_3+N_4 \rightarrow 1$ et le \mathcal{X}_0 est dans le secteur higgsino, tandis que pour $\mu, M_Z > M_1, M_2$, $N_1 \rightarrow 1$ et pour μ, M_1 ou $M_2 > M_Z, M_2$ ou M_1 , $N_2 \rightarrow 1$; ainsi pour de grandes valeurs de μ , le \mathcal{X}_0 est dans le secteur jaugino [36].

Les limites sur les charginos ($m_{\chi^\pm} \geq 101$ GeV [37]) et les sleptons ($m_{\tilde{l}} \geq 100$ GeV) obtenues au LEP excluent la possibilité que le \mathcal{X}_0 soit un $\tilde{\gamma}$ ou un higgsino pur, et favorisent plutôt une composante jaugino U(1) dominante. Les limites inférieures $M_{\mathcal{X}} > 50$ GeV et $\tan \beta > 3$ sont très conservatrices, et pour que le \mathcal{X}_0 soit un candidat intéressant pour la matière sombre, sa masse doit être inférieure à 600 GeV [21].

2.1.1.1. Interactions

Le \mathcal{X}_0 ne subit pas les forces électromagnétique et forte et ne forme pas d'états liés avec la matière ordinaire. Pour être intéressant du point de vue cosmologique, il doit s'y coupler (sinon sa densité relique serait surabondante), mais rarement, puisqu'il n'a pas encore été observé. Les \mathcal{X}_0 étant non-relativistes, les termes cinétiques du lagrangien de l'interaction \mathcal{X} -quark sont négligeables, et le lagrangien effectif s'écrit de la façon suivante :

$$\mathcal{L}_{eff} = \bar{\mathcal{X}} \mathcal{X} A m_q \bar{q} q + B \bar{\mathcal{X}} \gamma_\mu \gamma_5 \mathcal{X} \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 q \quad (2.1.3)$$

où les constantes A et B contiennent les dépendances aux constantes de couplage et aux masses des différentes particules impliquées. Le premier terme de 2.1.3 correspond à l'interaction scalaire des \mathcal{X}_0 échangeant des H, h et \tilde{q} avec les quarks et les gluons (dans le cas présent, la contribution des gluons est ignorée). Le deuxième terme de 2.1.3 correspond au courant vecteur-axial, i.e. l'interaction dépend des spins du \mathcal{X}_0 et du quark, et se fait par échange de Z_0 ou de \tilde{q} .

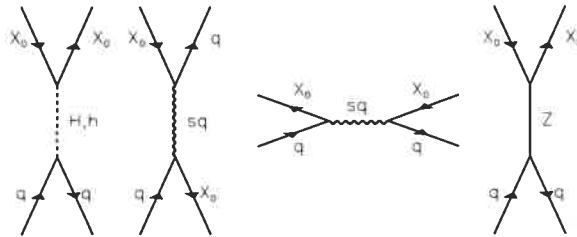


FIG. 2.1: Diagrammes de Feynman des interactions indépendantes du spin (à gauche) et dépendantes du spin (à droite).

2.1.1.2. Conséquences.

La SUSY mène à des prédictions intéressantes : l'unification des forces électromagnétique, faible et forte, et la hiérarchie des masses des bosons de jauge. La

SUSY s'insère aussi naturellement dans la théorie du Big Bang pour produire la matière sombre froide.

Les GUTs sont basées sur le fait que les constantes de couplage des forces électromagnétique, faible et forte varient doucement avec l'échelle d'énergie ; or leurs valeurs ne convergent pas dans le MS. Grâce à la SUSY, l'extrapolation à haute énergie ($\sim \text{TeV}$) des constantes de couplage donne une valeur commune (à quelques pourcents près) autour de $M_X \sim 10^{16} \text{ GeV}$. De plus, selon certains modèles, la SUSY permet de formuler une théorie de la gravité (SUGRA), permettant d'unifier celle-ci aux autres forces de la nature. En effet, les degrés de liberté internes sont reliés aux degrés de liberté externes à cause de l'anticommutateur SUSY (voir équation 2.1.1) ; une SUSY locale doit par conséquent contenir la gravité [7]. Dans le modèle minimal SUGRA, les paramètres de brisure de la SUSY prennent une forme particulièrement simple, et le nombre de paramètres libres est grandement restreint [36].

Pour chaque correction perturbative à la masse d'une particule dans le MS, la SUSY introduit une deuxième correction, qui substitue une boucle de particule du Modèle standard avec une boucle de son superpartenaire. La contribution de la particule est de signe opposé à celle de sa superpartenaire, ainsi malgré que chaque correction soit très grande ($\sim M_X$), la somme des deux est petite ($\sim \ln(M_X)$) [32]. Ceci permet de ramener naturellement la masse du Higgs à l'échelle électrofaible ($M_H \leq 3M_W$) [7]. Des mesures de précision sur les processus électrofaibles favorisent un Higgs léger ($M_H \leq 250 \text{ GeV}$), et ainsi vont dans le même sens que la SUSY [21].

Aux débuts de l'Univers, la contribution des champs SUSY au potentiel d'énergie pourrait être importante, et même mener au phénomène d'inflation (voir section 1.1.1). Après l'expansion, toutes les particules SUSY se sont désintégrées, sauf la LSP, à cause de la conservation de la parité-R. Etant donné que les \mathcal{X}_0 interagissent très faiblement, leur abondance relique est importante (voir section 1.2.3.1) [4], et pourrait constituer la densité de matière nécessaire pour expliquer la masse gravitationnelle de l'Univers.

2.1.2. Détection directe et indirecte.

Les \mathcal{X}_0 peuvent être détectés **indirectement** en observant les particules résultant de leur annihilation : $\Gamma_{ann} \sim n_{\mathcal{X}}^2 \sigma v$, qui devient plus fréquente dans des régions de haute densité, comme le centre de la galaxie, dans le centre du soleil ou

de la Terre. Par exemple, en traversant le Soleil (ou la Terre), les \mathcal{X}_0 perdent suffisamment d'énergie par diffusion multiple pour être piégés gravitationnellement ; ceci mène à une accumulation de \mathcal{X}_0 dans le centre du soleil (ou de la Terre). Ces \mathcal{X}_0 s'annihilent, et produisent des quarks ou des bosons de jauge, qui à leur tour se désintègrent, produisant (entre autres) des ν_μ . Ces ν_μ s'échappent du Soleil (ou de la Terre) avec une énergie de $1/3$ à $1/2 \times M_{\mathcal{X}}$ typiquement ; leur grande énergie les différencie des ν solaires et permet de les identifier dans les télescopes à ν ou dans les détecteurs de désintégration du proton. Dans le même ordre d'idée, les \mathcal{X}_0 peuvent aussi être détectés par l'observation de e^+ , p^- et γ produits par l'annihilation de \mathcal{X}_0 dans le halo galactique [22].

La détection **directe** des \mathcal{X}_0 est basée sur l'ionisation et la production de phonons causées par le recul d'un noyau cible ayant subi une diffusion élastique avec un \mathcal{X}_0 . Le calcul des sections efficaces de l'interaction \mathcal{X}_0 -noyau se fait d'abord au niveau microscopique, i.e. en calculant le couplage \mathcal{X}_0 -quark, puis au niveau des nucléons, et finalement au niveau du noyau.

2.1.2.1. Interactions indépendante et dépendante du spin

Dans le cas d'une interaction indépendante du spin (SI), tous les nucléons du noyau contribuent à l'amplitude de diffusion. A basse énergie, leurs contributions s'additionnent en phase, et la probabilité d'interaction est proportionnelle à A^2 , où A est la masse atomique du noyau. La cohérence diminue avec l'augmentation du transfert de quantité de mouvement q ($qr_n \geq 1$, où $r_n = aA^{\frac{1}{3}} + b$ est le rayon nucléaire effectif, $a = 0.89$ et $b = 0.30 \text{ fm}^1$). Dans le cas de l'interaction dépendante du spin (SD), les contributions des nucléons paires s'annulent, et seuls les noyaux contenant un nucléon non-pairé subissent l'interaction SD.

La partie SI du lagrangien 2.1.3, $\mathcal{L}_{eff}^{SI} = \bar{\mathcal{X}} \mathcal{X} A m_q \bar{q} q$, fait intervenir les éléments de matrice baryoniques $\langle n | m_q \bar{q} q | n \rangle$, où $|n\rangle$ est l'état du proton ou du neutron, et m_q la masse du quark ($q = u, d$ ou s). Les éléments de matrice associés à l'interaction des \mathcal{X}_0 avec les nucléons s'écrivent alors comme : $\mathcal{M}_{SI}^n(\mathcal{X}n \rightarrow \mathcal{X}n) = \sum_{q \in n} \langle n | m_q \bar{q} q | n \rangle = m_n f_n \bar{\Psi} \Psi$, où m_n est la masse du nucléon, f_n le paramètre nucléonique (voir [16] pour les valeurs) et Ψ la fonction d'onde du nucléon. Finalement, les éléments de matrice nucléaires sont obtenus en sommant sur tous les états nucléoniques, et on trouve que la probabilité de diffusion des \mathcal{X}_0 sur les

¹Les valeurs de a et b varient selon les modèles.

noyaux est simplement proportionnelle à la masse du noyau M_N au carré [40].

$$\mathcal{M}_{SI} = \langle N | m_n f_n \bar{\Psi} \Psi | N \rangle = M_N \bar{N} N \quad (2.1.4)$$

$$\mathcal{A}_{SI} \sim M_N^2 \quad (2.1.5)$$

Dans le cas SD, $\mathcal{L}_{eff}^{SD} = B \bar{\mathcal{X}} \gamma_\mu \gamma_5 \mathcal{X} \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 q$. La partie concernant le courant associé au \mathcal{X}_0 se réduit simplement au spin du \mathcal{X}_0 ($\bar{\mathcal{X}} \gamma_\mu \gamma_5 \mathcal{X} \rightarrow 2 \vec{S}_{\mathcal{X}}$) [39]. La partie concernant le courant associé au quark tient compte de la fraction de spin Δq portée par chaque quark du nucléon $|n\rangle$: $\langle n | \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 q | n \rangle = 2 \vec{S}_n C_q \Delta q$, où \vec{S}_n est le spin du nucléon et C_q les facteurs de spin. Ce facteur favorise les noyaux portant un proton non-pairé, et supprime fortement (par un facteur ~ 30) les noyaux portant un neutron non-pairé [38][40]. Les états des nucléons sont ensuite sommés sur le noyau, et par le théorème de Wigner-Eckart, le spin des nucléons est remplacé par le spin total du noyau ($\vec{S}_n \rightarrow \lambda \vec{J}$). Ainsi l'amplitude de diffusion SD dépend des éléments de matrice suivants :

$$\mathcal{M}_{SD} = \lambda \langle N | \vec{J} | N \rangle C_q \Delta q \quad (2.1.6)$$

La valeur de λ est la mieux évaluée par le modèle en couche, mais celui-ci devient rapidement très complexe, et est incalculable dans le cas des noyaux lourds [42]. De très bonnes approximations sont obtenues avec le modèle du groupe impair, dans lequel λ est relié au moment magnétique du noyau, et le ^{19}F est grandement favorisé par rapport à tous les autres noyaux (voir figure 2.4). Selon ce modèle, le nucléon non-pairé polarise les autres nucléons du même type, et tous contribuent au spin total du noyau, alors que seule la contribution du nucléon non-pairé est considérée dans le modèle du nucléon célibataire, qui ne fonctionne que dans le cas des noyaux légers [38].

2.1.2.2. Signatures

L'énergie de recul E_r d'un noyau de masse M_N frappé par un \mathcal{X}_0 d'énergie cinétique $E = \frac{1}{2} M_{\mathcal{X}} v^2$ diffusé à un angle θ dans le système du centre de masse est donnée par :

$$E_r = \frac{M_{\mathcal{X}} M_N}{(M_{\mathcal{X}} + M_N)^2} 2E(1 - \cos \theta) \equiv \mu' E \frac{(1 - \cos \theta)}{2} \quad (2.1.7)$$

où $\mu' \equiv \frac{4\mu}{M_\chi + M_N}$, μ étant la masse réduite du système M_χ, M_N . Ainsi pour $M_\chi \sim 10\text{--}1000$ GeV et $\beta \sim 10^{-3}$, on trouve $E_r \sim 10\text{--}100$ keV ; la sensibilité du détecteur doit donc être de cet ordre [39].

L'existence d'une composante SD de l'interaction \mathcal{X}_0 -noyau sera confirmée si d'une part, le taux de réaction chute pour les noyaux sans spin, et d'autre part, si le taux de réaction varie en fonction du nombre de protons et de neutrons du noyau cible [39].

La vitesse relative des noyaux cible v_N par rapport au halo des \mathcal{X}_0 résulte de trois mouvements, illustrés à la figure 2.2 : $v_N = u_g + u_\odot + u_T$, où u_g est la vitesse de rotation de la galaxie, u_\odot le mouvement moyen du Soleil par rapport aux autres étoiles, et u_T la vitesse orbitale de la Terre autour du Soleil. Ainsi v_N varie au cours de l'année, et sera maximale le 1er ou 2 juin $((v_N)_{\max} = 258$ km/s), minimale le 3 ou 4 décembre $((v_N)_{\min} = 229$ km/s) [24]. Une modulation de $\sim 6\%$ de la vitesse donne lieu à une modulation de $\sim 3\%$ du signal.

D'un autre point de vue, le mouvement relatif du halo par rapport à la Terre peut s'interpréter comme un vent de \mathcal{X}_0 sur la Terre. Les reculs de noyaux induits par les \mathcal{X}_0 se font donc dans une direction privilégiée, comme l'indique la figure 2.2 ; la rotation de la Terre sur son axe introduit une variation diurne du signal et une asymétrie de 7 à 17% dans le signal qui en découle [58].

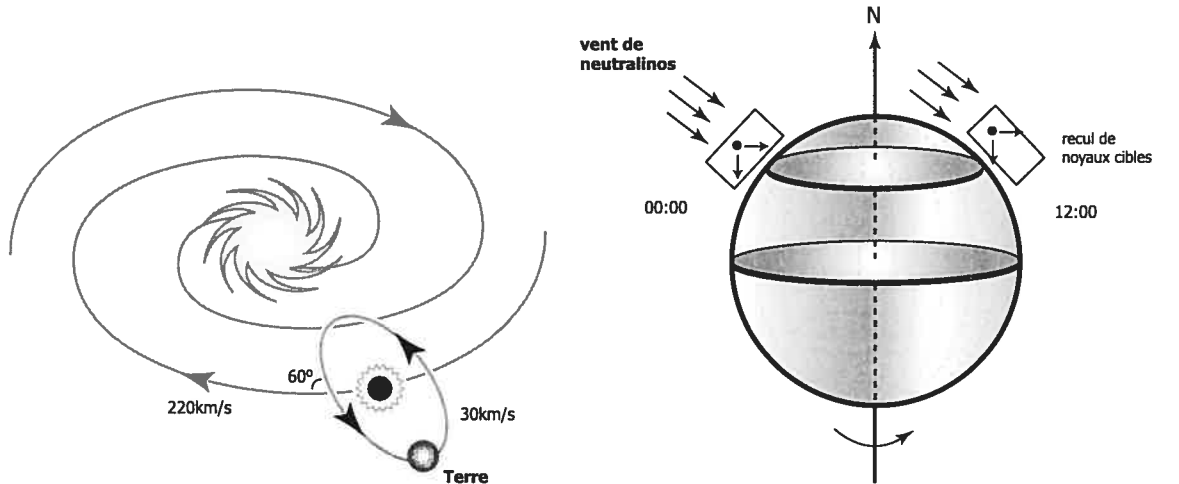


FIG. 2.2: Modulations annuelle (à gauche) et diurne (à droite) du signal introduites par le mouvement relatif de la Terre par rapport au halo de \mathcal{X}_0 .

2.1.2.3. Perte de cohérence.

Le transfert de quantité de mouvement pendant une interaction d'un \mathcal{X}_0 du halo galactique avec un noyau est typiquement plus grand que $\sim 100 \text{ MeV}/c$: $\vec{q} = M_{\mathcal{X}}\vec{v}$ ($= M_{\mathcal{X}}\beta$ en unités naturelles) $\sim 10^{-3}M_{\mathcal{X}}$. Ceci correspond à une longueur d'onde de Broglie $\frac{h}{q} \approx 2 \text{ fm}$, comparable au rayon du noyau cible r_n , et des effets de bord apparaissent. Ce comportement est représenté par un facteur de forme $F(\vec{q})$, qui en première approximation est donné par la transformée de Fourier de la densité de distribution des centres de diffusion $\rho(r)$: $F(\vec{q}) = \int \rho(r)e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}d^3r$. Pour l'interaction SI, on intègre sur tous les nucléons, donc sur une sphère pleine : $F(q) = 3[\sin(qr_n) - qr_n \cos(qr_n)]/(qr_n)^3$. Pour l'interaction SD, seul le nucléon non-pairé contribue, on intègre alors sur une coquille mince : $F(q) = \sin(qr_n)/(qr_n)$.

Le facteur de forme est le plus souvent paramétrisé par une gaussienne : $|F(\vec{q})|^2 = e^{-\vec{q}^2/q_0^2}$, où $\vec{q}_0 \equiv \frac{3}{r_n^2}$ dans le cas SI, et $\vec{q}_0 \equiv \frac{3}{r_s^2}$ dans le cas SD, où r_s est le rayon de spin effectif, dont la valeur est déterminée à partir des calculs de puits de potentiel harmonique. Pour $\frac{r_s}{r_n} \leq 1$, la correction SD est plus grande que la SI ; en général, le ratio ~ 1 , mais la correction peut aller jusqu'à par exemple 30 % pour $M_{\mathcal{X}} = 100\text{GeV}$ et $A \approx 200$ [40].

Les effets de bord résultent en une perte de cohérence, et les amplitudes de diffusion SI ne s'additionnent plus en phase. Pour en rendre compte, un facteur de perte de cohérence $\zeta(r)$ est calculé en intégrant le facteur de forme sur la distribution de vitesse des \mathcal{X}_0 : $\zeta(r) \propto F^2(q) \propto 1/\mu^2 r^2$, où μ est la masse réduite, $r = r_n$ dans le cas SI et $r = r_s$ dans le cas SD [38][40]. Les paramètres de structure SD sont résumés par le facteur de forme nucléaire : $\eta_A = 4\lambda^2 J(J+1) \frac{\zeta(r_s)}{\zeta(r_n)}$, qui permet de comparer l'efficacité des différents noyaux à interagir avec les \mathcal{X}_0 . La figure 2.4 donne η_A en fonction de A pour les principaux matériaux utilisés en détection de matière sombre, et met en évidence la très grande sensibilité du ^{19}F par rapport aux autres noyaux pour l'interaction SD.

2.1.3. Section efficace

La section efficace \mathcal{X}_0 -noyau dépend simplement de l'élément de matrice nucléaire au carré : $\sigma = \frac{g_{\mathcal{X}}^2 g_N^2}{M_E^4} \mu^2 |\mathcal{M}|^2$, où $g_{\mathcal{X}}$ et g_N sont les forces des couplages des \mathcal{X}_0 et des noyaux à la particule d'échange M_E et μ la masse réduite des \mathcal{X}_0 et des noyaux [24][39]. En corrigeant par le facteur de perte de cohérence (section

2.1.2.3), on trouve [24][38] :

$$\sigma_{SI} = A \mu^2 \zeta(r_n) M_N^2 \quad (2.1.8)$$

$$\sigma_{SD} = B \mu^2 \zeta(r_s) \lambda^2 J(J+1) \left(\sum_{q \in n} C_q \Delta q \right)^2 \quad (2.1.9)$$

L'évaluation des sections efficaces est extrêmement sensible au modèle théorique utilisé et aux contraintes imposées. Les courbes d'exclusion montrées à la figure 2.3 ont été calculées dans le cadre du modèle MSSM (section 2.1.1) en tenant compte des résultats négatifs de recherche des particules SUSY auprès des accélérateurs LEP et Tevatron [37].

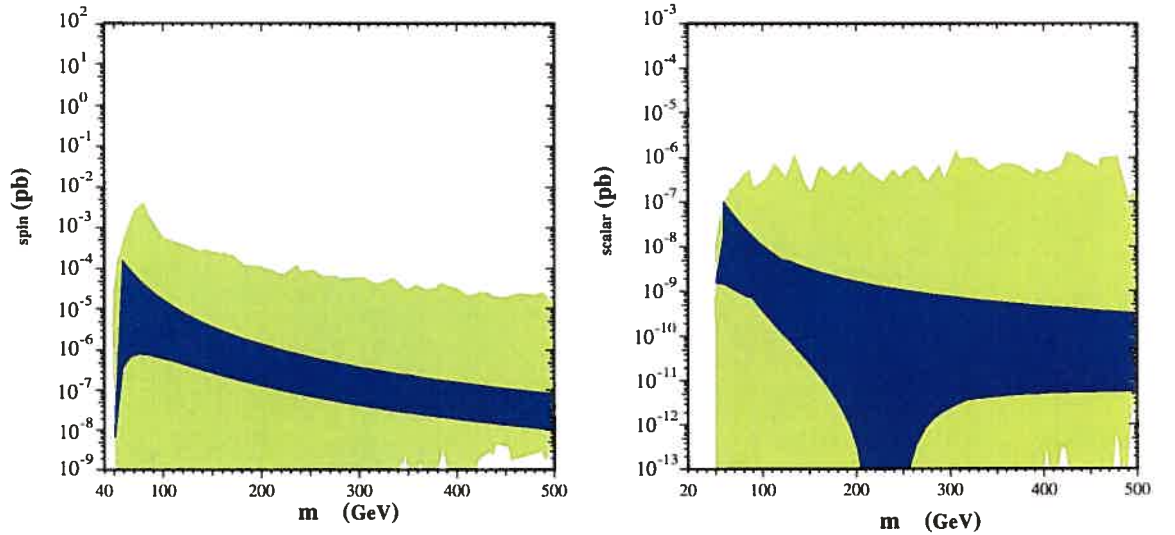


FIG. 2.3: Prédictions théoriques des sections efficaces de l'interaction SD (à gauche) et SI (à droite, normalisées par N^2) du \mathcal{X} avec un proton [37][40][41].

2.1.3.1. Taux de réaction.

Le taux de réaction R d'un détecteur placé sur Terre dépend du nombre de noyaux cible N , du flux de \mathcal{X}_0 autour du Soleil Φ et de la section efficace de la diffusion élastique des \mathcal{X}_0 par les noyaux : $R = N\Phi\sigma$. Etant donné la très faible section efficace, le taux de réaction par unité de masse est exprimé en nombre de

coups/kg/j :

$$R = (R_{SD} + R_{SI}) \frac{4M_{\chi}M_N}{\pi(M_{\chi} + M_N)^2} \frac{\rho_{\chi}}{0.3 \text{ GeV/cm}^3} \frac{\langle \vec{v} \rangle}{230 \text{ km/s}} \quad (2.1.10)$$

$$R_{SI} = B_{SI} \zeta(r_n) M_N^2 \quad (2.1.11)$$

$$R_{SD} = B_{SD} \zeta(r_s) \lambda^2 J(J+1) \left(\sum_{q \in n} C_q \Delta q \right)^2 \quad (2.1.12)$$

Les coefficients B_{SI} et B_{SD} dépendent des constantes de couplage et sont ajustées aux contraintes imposées par la cosmologie [38][40].

Sous forme différentielle, la densité de \mathcal{X}_0 est $dn = \frac{n_0}{k} f(\vec{v}, \vec{v}_T) d^3\vec{v}$, où n_0 est le nombre de densité moyen, k une constante de normalisation, et $f(\vec{v}, \vec{v}_T)$ est donnée par l'équation 1.2.3. Le taux de réaction différentiel est donc donné par :

$$\begin{aligned} dR &= \frac{N_o}{A} (v dn) \sigma \\ R &= \frac{N_o}{A} \sigma \int v dn \equiv \frac{N_o}{A} \sigma \langle v \rangle n_0 \\ &= R_0 \frac{1}{2\pi v_0^4} \int v f(\vec{v}, \vec{v}_T) d^3v \end{aligned} \quad (2.1.13)$$

$$dR = R_0 \frac{1}{2\pi v_0^4} v f(\vec{v}, \vec{v}_T) d^3v \quad (2.1.14)$$

où N_0 est le nombre d'Avogadro, A le numéro atomique, et R_0 le signal obtenu en négligeant le mouvement de la Terre ($\vec{v}_T = 0$) et en prenant une vitesse d'échappement de la galaxie $v_{esc} = \infty$.

2.1.3.2. Spectre de recul.

Dans l'hypothèse où la diffusion est isotrope, i.e. uniforme en $\cos \theta$, l'énergie de recul du noyau est aussi uniformément distribuée entre 0 et $\mu' E$ (voir équation 2.1.7). Le spectre de recul est obtenu en différenciant le taux de réaction par

rapport à l'énergie de recul :

$$\frac{dR}{dE_r} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{1}{\mu' E} dR(E) \equiv \frac{1}{\mu' E_0} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v) \quad (2.1.15)$$

$$= \frac{1}{\mu' E_0} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{v_0^2}{v^2} R_0 \frac{1}{2\pi v_0^4} v f(\vec{v}, \vec{v}_T) d^3 \vec{v} \quad (2.1.16)$$

$$= \frac{R_0}{\mu' E_0} e^{\frac{-E_r}{\mu' E_0}} \quad (2.1.17)$$

$$\approx c_1 \frac{R_0}{\mu' E_0} e^{\frac{-c_2 E_r}{\mu' E_0}} \quad (2.1.18)$$

où E_{min} et v_{min} sont l'énergie et la vitesse minimum pouvant produire un recul E_r , E_0 et v_0 l'énergie et la vitesse incidente la plus probable du χ_0 . En introduisant 2.1.14 dans 2.1.15, on obtient 2.1.16, dont l'intégration pour $v_{min} = 0$, $v_{max} = \infty$ et $v_T = 0$ donne 2.1.17. En réalité, $v_T \neq 0$, $v_{max} = v_{esc}$, et 2.1.17 prend une forme plus compliquée, qu'on peut réécrire comme 2.1.18, où c_1 et c_2 sont des constantes de lissage interdépendantes [24].

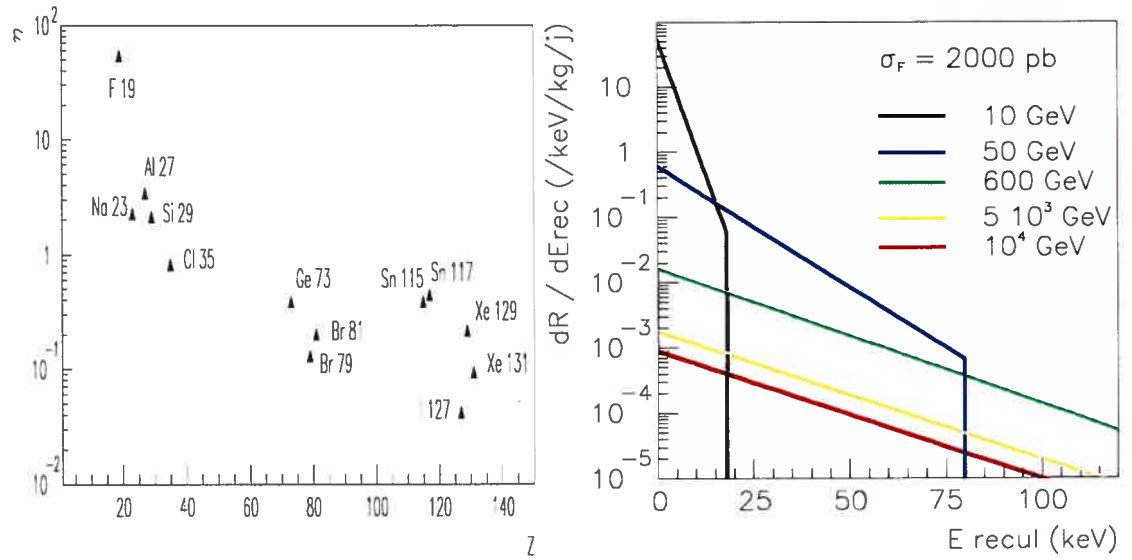


FIG. 2.4: A gauche : facteur de forme nucléaire en fonction du numéro atomique [38]. A droite : spectre de recul du ^{19}F pour $\sigma_F = 2000 \text{ pb}$ dans l'approximation d'un détecteur immobile dans la galaxie.

2.1.3.3. Normalisation de la section efficace

Pour comparer les résultats obtenus par différentes expériences basées sur l'interaction SI, il suffit de normaliser le taux de réaction obtenu par A^2 (parfois $(A - Z)^2$ est plus approprié [24]) ou par la masse atomique d'un noyau de référence, souvent le Ge. Dans le cas SD, la normalisation se fait à partir de la section efficace \mathcal{X}_0 -proton :

$$\sigma_{\mathcal{X}p} = \sigma \frac{\mu_p^2 [\lambda^2 J(J+1)]_p}{\mu_N^2 [\lambda^2 J(J+1)]_N} \left(\frac{C_{\mathcal{X}p}}{C_{\mathcal{X}N}} \right)^2 \quad (2.1.19)$$

où les C_i sont les facteurs de spin \mathcal{X}_0 -nucléon, qui dépendent des $C_q \Delta q$ (voir [24] pour les valeurs).

Comme l'indique la fig.2.4, le facteur de forme nucléaire du ^{19}F est le plus avantageux², ce qui le rend particulièrement intéressant pour la détection de l'interaction SD. Dans l'hypothèse MSSM et pour $R \geq 0.01$ coups/kg/j, la contribution SI au taux de comptage domine la contribution SD pour les noyaux $A \geq 50$ [38].

2.2. TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES

Le défi de la détection de la matière sombre est de parvenir à identifier un très faible signal en présence du rayonnement ambiant. Etant donnée la très faible section efficace d'interaction du \mathcal{X}_0 , le taux de comptage attendu dans un détecteur de matière sombre est de l'ordre de 1 coup par kg de masse active par jour ; toute source de bruit de fond est donc critique dans une telle expérience. Toute particule menant à un dépôt d'énergie de l'ordre de 1-100 keV dans le détecteur constitue un bruit de fond, dont le plus dangereux est causé par les neutrons. En effet, leur signature est identique à celle des \mathcal{X}_0 , puisque l'interaction la plus probable entre les neutrons et les noyaux est la diffusion élastique.

2.2.1. Bruit de fond

Le spectre d'énergie des **neutrons** de l'environnement est piqué autour de 1 MeV, ils ont alors une portée de quelques cm dans les matériaux. Ils perdent leur énergie par collision jusqu'à atteindre un équilibre thermique (~ 0.025 eV) avec

²à part celui de l'He ; cependant, la masse de l'He est trop faible pour produire un taux de comptage intéressant. Ce noyau n'est donc généralement pas considéré pour la détection de la matière sombre.

le milieu ambiant. Les neutrons de basse énergie (< 0.5 eV) peuvent déclencher les réactions nucléaires dont le rendement énergétique (Q) est positif. La réaction de capture de neutrons en est une, (n, γ) étant la plus fréquente, (n, α) , (n, p) et $(n, \text{fission})$ produisant des particules secondaires chargées; sa section efficace est particulièrement élevée dans le cas du ^{10}B et du ^{113}Cd ; la capture par des noyaux lourds, comme l'U, mène souvent à la fission. Les collisions inélastiques sont possibles pour des neutrons de haute énergie (> 0.5 eV); dans ce cas, le noyau diffusé se désexcite en émettant un γ .

Les **particules chargées massives**, comme les α et les ions produits par les désintégrations nucléaires, interagissent par diffusion coulombienne, en excitant ou ionisant le milieu dans lequel elles se propagent. Les particules α ont typiquement une énergie de 4-5 MeV (c.f. section 5.3.2); à ce régime, leur perte d'énergie spécifique est élevée ($\frac{dE}{dx} \approx 0.5 - 1.5$ MeV/mg/cm²) et donc leur portée est courte. A titre d'exemple, les α de 8 MeV parcourent en moyenne 7.5 cm dans l'air, mais seulement 80 μm dans le Si.

Les particules chargées transfèrent leur énergie aux électrons qu'elles excitent ou ionisent dans le milieu de propagation. L'énergie maximum transférée par une particule de masse M et d'énergie cinétique E_{cin} à un électron de masse m_e en une seule collision est de $E_{max} = 4E_{cin} \frac{m_e}{M}$, soit $\sim 0.0005 E_{cin}$ par électron dans le cas d'une particule α . Ainsi leur atténuation se fait après de multiples collisions, chacune d'elle produisant des atomes excités ou des paires d'ions. Les électrons énergétiques ainsi libérés, appelés **rayons δ** , ionisent le milieu à leur tour. La perte d'énergie des α se fait principalement par ce rayonnement, qui est de courte portée, ce qui résulte en une série d'amas d'ions le long de la trace initiale.

Les **particules à ionisation minimale** (MIPs), i.e. pour lesquelles $mc^2 \ll E_{cin}$, ont de façon générale une faible perte d'énergie spécifique : $\frac{dE}{dx} \approx 1 - 2$ MeV/g/cm², et donc une longue portée. Les e^- créent des γ par bremsstrahlung tandis que les μ interagissent très peu (c.f. 5.3.2). Les γ de plus de 100 keV interagissent surtout par diffusion Compton, créant des e^- de recul sur leur passage, tandis que ceux de 0-100 keV produisent surtout des e^- par effet photoélectrique.

2.2.1.1. Rayonnement cosmique (RC)

Environ 200 particules chargées/m²/s produites par l'interaction du RC avec l'atmosphère terrestre atteignent le niveau de la mer. Les γ et e^- sont rapidement

absorbés (typiquement 10 cm de Pb suffisent), tandis que la composante hadronique (les mésons, les p et les n) et les μ (70% du RC, avec une énergie moyenne de 2 GeV) sont beaucoup plus pénétrants.

Les mésons, les p et les n génèrent des gerbes hadroniques par collision avec des nucléons liés dans des noyaux, qui alors éjectent des nucléons, surtout des neutrons, par évaporation nucléaire. Le taux de production de neutrons Φ_n au niveau de la mer dans différents matériaux est de l'ordre de 0.02 neutrons/kg/s [43]. L'interaction du RC avec certains matériaux peut produire des isotopes ne se retrouvant pas dans la nature ; par exemple, le ^{54}Mn apparaît dans le Fe et le Cu ; le ^{58}Co dans le Cu ; le ^3H , ^{27}Na et ^7Be dans le Si [16]. Les ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{63}Ni , ^{65}Zn et ^{68}Ge sont produits dans le ^{76}Ge [45].

Les μ cosmiques induisent des désintégrations nucléaires par le processus de fragmentation, produisant en moyenne 17 neutrons thermiques par collision. Les μ^- ralentis se désintègrent ou sont capturés dans les noyaux par la réaction $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ [27][43].

2.2.1.2. Radioactivité naturelle

La croûte terrestre émet une activité d'environ 1.5 à 3.7 Bq/cm³ selon les endroits. La majeure partie de cette activité est due au ^{40}K , ^{87}Rb et aux trois familles radioactives (^{235}U , ^{238}U et ^{228}Th). Dans l'air et le sol, le ^{228}Th et le ^{238}U sont en équilibre radioactif avec leurs descendants ; ils sont d'ailleurs présents dans tous les matériaux. L'activité moyenne des matériaux est de l'ordre de 10⁶ désintégrations de K par jour par gramme, 10¹⁰ pour le U et le Th, produisant des α de 5 à 8 MeV en moyenne, des e^- de 0.2 à 2.5 MeV et des γ de 0.1 à 2 MeV.

Les expériences de faible taux de comptage sont vulnérables au ^{222}Rn de la chaîne ^{238}U car il émane des matériaux et peut atteindre le détecteur en diffusant dans l'air et dans les matériaux. La désintégration du Rn produit des β et des α de courte portée, qui à leur tour produisent des γ par bremsstrahlung et des neutrons par la réaction (α, n).

Les deux premières colonnes du tableau suivant indiquent les valeurs typiques du taux d'émission de neutrons par la roche par kg par jour, et les quatre dernières donnent le flux de neutrons par kg par jour produit par l'interaction des μ à une profondeur équivalente à 17 m d'eau [44].

Réaction	U, Th	(α , n)	μ -cire	μ -roche	μ -Cu	μ -Pb
# neu/kg/j	4.1	30	11	41	100	243 \pm 9

Le tableau suivant résume les principales sources de bruit de fond, leurs interactions, et les méthodes de réduction qui leur sont le plus souvent associées.

	Source	Interaction	réduction
$e^- \gamma$	1. rayonnement cosmique 2. environnement	γ : diff. Compton e^- : longue portée, faible $\frac{dE}{dx}$	matériaux à grand Z
α	contamination r-a du détecteur et des matériaux	α et produits de désintégration : courte portée, forte $\frac{dE}{dx}$	choix des matériaux purification
n	1. réaction $X(\alpha, n)Y$ suite à désint. U/Th 2. interaction μ -matériaux (spallation)	diffusion nucléaire signature $\equiv \mathcal{X}_0$	1. purification 2. système de veto emplacement sous-terrain

2.2.2. Détecteurs de WIMPs

Le noyau de recul ayant subi une diffusion avec un \mathcal{X}_0 dépose de 10 à 100 keV d'énergie dans le détecteur sous forme d'ionisation (20 à 30 %) et surtout de phonons (70 à 80 %). Les techniques de détections capables de mesurer les phonons, idéalement en combinaison avec une mesure d'ionisation, sont donc très rentables.

Les détecteurs conventionnels sont le plus souvent basés sur la mesure de l'ionisation. Leur efficacité souffre du fait qu'ils soient presque également sensibles aux reculs nucléaires qu'aux γ et e^- de l'environnement, qui risquent de noyer le signal des reculs nucléaires. Les scintillateurs et les semiconducteurs doivent faire appel à une analyse de la forme des signaux pour discriminer entre les événements causés par des MIPs et ceux causés par des \mathcal{X}_0 . Cependant leur fonctionnement et leur sensibilité sont bien connus, et ils sont déjà disponibles et prêts à fonctionner.

Le Xe est avantageux par rapport au NaI car il permet de mesurer simultanément l'ionisation et la scintillation ; sa densité devient avantageuse lorsqu'utilisé en phase liquide. L'énergie déposée est calculée à partir de la mesure d'ionisation, alors que la discrimination sur les γ et e^- est basée sur la dépendance en temps des signaux de scintillation, donnant un pouvoir de rejet de bruit de fond 10 fois plus grand que celui du NaI, et ce jusqu'à une énergie de 10 keV [49][67].

L'isotope ^{129}Xe a deux principaux avantages par rapport au Xe naturel : i) la contamination en Kr est presque réduite à zéro ; ii) la sensibilité à l'interaction SD gagne un facteur trois pour un même volume [49].

L'énergie nécessaire pour créer une paire e^- -trou dans un semiconducteur est de l'ordre du eV, ce qui permet une excellente résolution dans la détection d'événements de très faible énergie, et semble donc prometteur pour la détection des reculs nucléaires causés par la diffusion avec des \mathcal{X}_0 . Cependant l'efficacité du détecteur est limitée par la présence inévitable de courant de fuite, de plus, les pièges près des surfaces du cristal résultent en des couches inactives de $\sim 10\text{-}30\ \mu\text{m}$ d'épaisseur où la récolte des charges est incomplète, ce qui réduit le volume actif [76]. Le Si et le Ge sont les matériaux les plus utilisés, cependant la section efficace SI du Ge est plus intéressante à cause de sa plus grande masse ; par contre, le Si a l'avantage d'être fonctionnel à la température de la pièce.

Etant donnée la très courte portée des noyaux de recul dans les liquides et les solides ($\sim 10\text{\AA}$), la mesure de la directionnalité du signal de matière sombre n'est possible que dans un gaz [58], la TPC (chambre à projection dans le temps) étant la seule technique envisagée jusqu'à ce jour. La portée d'un noyau de recul est de l'ordre de 10^{-5} à $10^{-6}\ \text{g}/\text{cm}^2$; la TPC doit donc être maintenue à basse pression pour que ces noyaux laissent des traces observables [58]. Le grand volume d'une TPC par rapport à sa masse active rend difficile son application aux expériences de très faible taux de comptage, comme dans le cas de la matière sombre. De plus, la radioactivité des parois et des fils ainsi que le claquage sont des sources de bruit de fond difficilement réductibles.

Les bolomètres ont l'avantage de mesurer les 70-80% de l'énergie dispersée sous forme de phonons. Les bolomètres hybrides combinent la mesure de la chaleur à une deuxième mesure indépendante, généralement l'ionisation ou la scintillation. Le ratio de ces signatures dépend de l'interaction, ce qui permet de discriminer les reculs d'électrons des reculs nucléaires ; en effet, les reculs nucléaires ont un moins bon rendement en lumière et en ionisation que les reculs d' e^- . Le temps d'arrivée des charges aux électrodes et l'analyse de forme des signaux des phonons ballistiques permettent tous deux la localisation des événements dans le cristal, et de ce fait la détermination d'un volume de confiance où les signaux sont complets [74]. Les bolomètres chaleur-ionisation sont limités par l'effet Luke-Neganov : le signal thermique augmente avec la tension électrique appliquée sur le cristal, ayant pour effet d'uniformiser le ratio ionisation sur chaleur ($Y = \frac{\text{ionis}}{\text{chaleur}}$) pour les

différentes particules incidentes, et donc rend la discrimination du bruit de fond difficile. La tension doit alors être maintenue à 1-2 V/cm, ce qui rend la récolte des charges moins efficace [47].

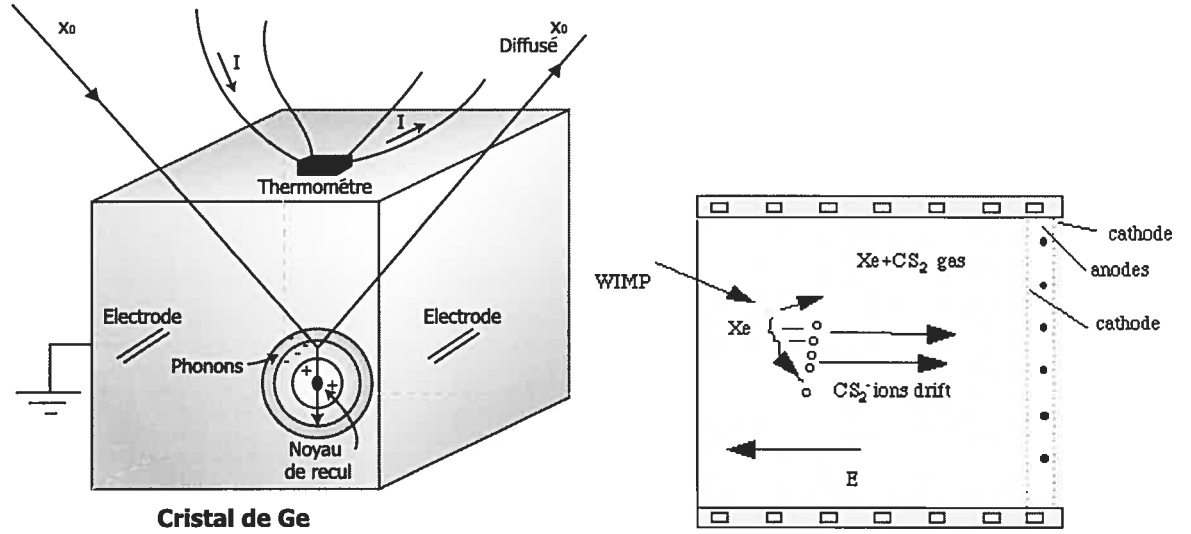


FIG. 2.5: A gauche : bolomètre à chaleur et ionisation [47][71]. A droite : chambre à projection dans le temps *DRIFT* [58].

2.2.2.1. Revue des expériences en matière sombre

Le potentiel d'une expérience de détection de matière sombre dépend des 3 critères suivants : i) capacité de réduction du bruit de fond, ii) possibilité d'augmenter la masse active à grande échelle (1 tonne), et iii) potentiel de découverte d'un signal indépendant, grâce à une nouvelle technique et/ou un autre type de cible. Le tableau suivant dresse une liste des principales expériences de détection de matière sombre (voir détails dans [78]) ; leurs résultats sont résumés par les courbes d'exclusion données à la figure 2.6.

DAMA observe depuis 7 ans, avec une exposition de plus de 10^7 kg·j, une modulation annuelle de son signal dans l'intervalle d'énergie de 2-6 keV. Ce signal à 6.3σ comporte les traits de la présence de WIMPs dans le halo ($T = 1$ an et $t_0 = 152.5^\circ$ jour de l'année). Aucune modulation de ce type n'a été trouvée dans toutes les sources de bruit de fond considérées. Ce signal est exclu par les mesures des projets *EDELWEISS* et *CDMS*, qui ne sont cependant sensibles qu'à l'interaction SI.

DAMA NaI	$9 \times 9.75 \text{ kg}$	modulation annuelle :
UKDMC NaI	$107 \text{ } 331 \text{ kg} \cdot \text{j}$	Signal de χ_0
HDMS Ge	$5+5+2+10 \text{ kg}$	cristal plongé directement dans le N_2
	$202 \text{ g } 114 \text{ j}$	aucune discrimination γ possible
CDMS Si	$2 \times 100 \text{ g}$	signal attribué aux neutrons
CDMS Ge	$4 \times 250 \text{ g}$	exclut le signal de DAMA
EDELWEISS Ge	$3 \times 320 \text{ g}$	exclut le signal de DAMA
CRESST Al_2O_3	$4 \times 262 \text{ g}$	sensible à $M_\chi < 10 \text{ GeV}$
CRESST CaWO_4	300 g	chaleur et scintillation
PICASSO C_xF_y	$\sim 100 \text{ g } > 1 \text{ an}$	détecteur à liquide surchauffé
Kamioka LiF	$4.1 \text{ kg} \cdot \text{j}$	bolomètre

TAB. 2.1: Principales expériences de recherche de matière sombre.

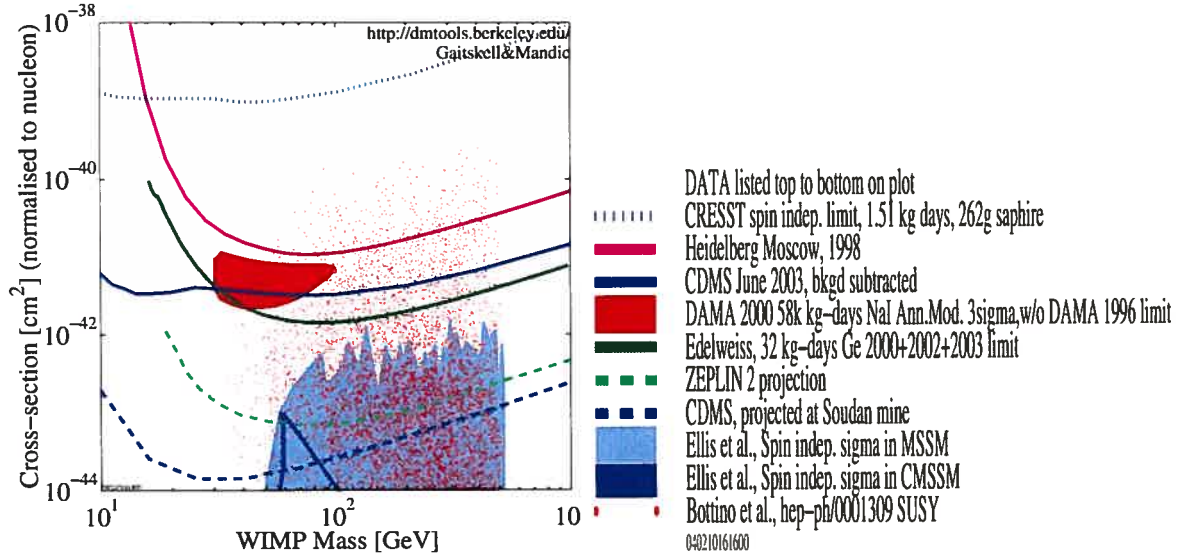


FIG. 2.6: Courbes d'exclusion de la section efficace indépendante du spin imposées par les principaux projets de détection de matière sombre.

2.2.2.2. Projets futurs

Les projets **Genino** et **GENIUS** utiliseront 100 kg et 1 t de Ge respectivement, plongés dans des cylindres de N_2 liquide (5 m dans le cas de Genino, 12 m dans le cas de GENIUS), dans le but de réduire la contamination radioactive due aux blindages et cryostats conventionnels. Trois projets développent un détecteur à base de Xe : ZEPLIN, XENON et EXO. Le projet DRIFT du groupe UKDMC, montré à la fig.2.5 est le seul détecteur visant la détection de la

modulation diurne. Le détecteur est situé à Boulby (Angleterre), sur la latitude correspondant à la déclinaison de Cygnus, ce qui résulterait en l'inversion aux 12 heures de la direction des reculs nucléaires. Les reculs parallèles au vent de \mathcal{N}_0 devraient être quatre fois plus abondants que les reculs antiparallèles. En ajoutant un gaz électronégatif (CS_2) au gaz cible (Ar et Xe jusqu'à présent), les molécules de CS_2 capturent les électrons de dérive, et les ions CS_2^- ainsi formés dérivent à leur place. Ceci évite l'application d'un champ magnétique pour réduire la diffusion multiple, et donc facilite l'incrémentement de la masse active (et donc du volume) du détecteur.

Il est intéressant de noter que les exigences techniques de bas bruit de fond et grande masse active pour la détection de matière sombre sont similaires dans le cas de la détection de ν solaires de basse énergie et de la désintégration double- β . Dans cette optique, les nouveaux projets sont développés de façon à détecter plusieurs de ces signaux. Etant données les très grandes dimensions nécessaires, les projets basés sur des techniques similaires seront éventuellement appelés à se fondre en un nombre limité de projets de grande envergure.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons vu que la détection du neutralino, un candidat prometteur de matière sombre, est critique en physique des particules pour confirmer la théorie de la supersymétrie, possiblement observable grâce à la prochaine génération d'accélérateurs (Tevatron, LHC). Plusieurs grands projets visant sa détection sont développés à travers le monde, et sont pour la plupart basés sur des techniques conventionnelles ; leur sensibilité est alors limitée par le bruit de fond causé par la radiation provenant de l'environnement. Nous verrons au prochain chapitre qu'en exploitant une technique innovatrice, le projet PICASSO est en mesure de couper la majeure partie du bruit de fond, ce qui s'avère extrêmement avantageux pour la détection de signaux faibles et rares, comme celui attendu pour la matière sombre.

Chapitre 3

FONCTIONNEMENT DES DÉTECTEURS

Le chapitre précédent a fait état de la principale difficulté des grands projets de détection de matière sombre : étant basés sur des techniques conventionnelles, les diverses sources de bruit de fond provenant de l'environnement limite leur sensibilité. Ce chapitre expose la technique innovatrice du détecteur à bulle et démontre comment la majeure partie du bruit de fond est intrinsèquement éliminée. Dans la première partie de ce chapitre est d'abord exposé le principe de détection des détecteurs à bulle, ensuite leur réponse aux différentes sources de bruit de fond est analysée, et finalement l'extraction du signal produit par des neutralinos dans les détecteurs est expliquée.

3.1. PRINCIPE DE DÉTECTION

Un détecteur à bulles (BD) consiste en un gel dans lequel des milliers de gouttelettes de liquide surchauffé sont dispersées. La différence entre un BD et un détecteur à gouttelettes surchauffées (SDD) est que les gouttelettes sont fixées dans la matrice du gel dans le cas des BDs, alors qu'elles ne tiennent en place que grâce à la viscosité du gel dans le cas des SDDs. Ainsi, une fois que la gouttelette éclate en une bulle, elle peut être recyclée en une gouttelette dans le cas des BDs, mais s'échappe dans le cas des SDDs [56]. Le principe de détection des BDs est celui des chambres à bulles, avec la différence que le gel isole le liquide métastable des vibrations et des courants de convection, ce qui rend le cycle de mesure d'un BD beaucoup plus long que celui d'une chambre à bulle.

Le matériel actif utilisé dans les BDs PICASSO est constitué de fluorures de carbone (C_xF_y), qui sont normalement gazeux à température ambiante et pression atmosphérique. Le tableau suivant donne les températures d'ébullition et critique, ainsi que la densité à 20°C et pression atmosphérique, des fluorocarbones utilisés dans les détecteurs PICASSO.

C_4F_{10}	$T_b = -1.7^\circ C$	$T_c = 113.3^\circ C$	1.59 g/cm^3
C_3F_8	$T_b = -36.7^\circ C$	$T_c = 72.0^\circ C$	1.37 g/cm^3

TAB. 3.1: Température d'ébullition et critique et densité du C_4F_{10} et du C_3F_8 .

Les C_xF_y sont surchauffés lorsqu'ils sont maintenus dans un état liquide à une température au-delà de leur point d'ébullition normal ; cet état est atteint en comprimant le C_xF_y avec une pression de plusieurs atmosphères, puis en relâchant la pression. Les gouttelettes auraient tendance à retourner à l'état gazeux, mais la transition ne se produit pas spontanément, l'interface liquide-gaz opposant une barrière d'énergie. Cette barrière est franchie grâce à un apport d'énergie externe, c'est-à-dire l'énergie ionisante d'une particule chargée traversant la gouttelette dans le cas qui nous intéresse.

Comme le montre la figure 3.1, les détecteurs PICASSO sont opérés à pression ambiante, 1 atm à Montréal, 1.22 atm à SNO. Le fluorocarbure est amené vers un état métastable grâce à une pression de 7 atm de N_2 . Nous verrons que le matériel actif est choisi de façon à ce qu'aux température et pression d'opération, le BD soit sensible aux reculs nucléaires, mais aveugle aux MIPs et aux γ , et ne déclenche que pour des dépôts d'énergie dans l'intervalle intéressant pour la détection de la matière sombre.

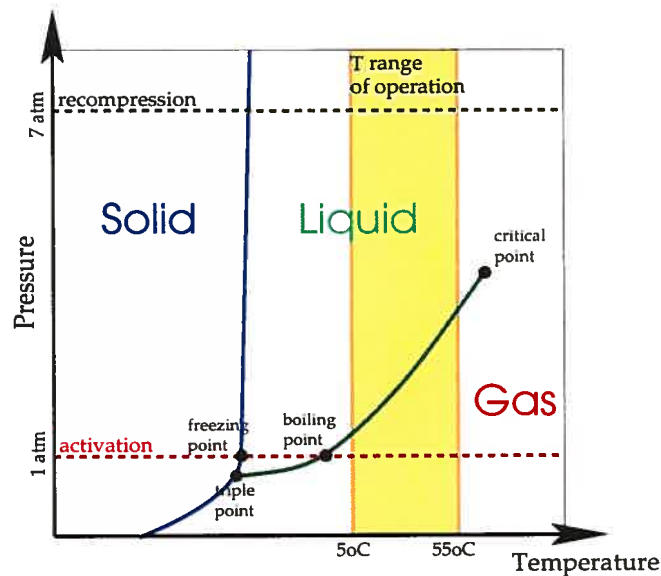


FIG. 3.1: Diagramme de phase des détecteurs PICASSO.

3.1.1. Détection d'une bulle

Lorsqu'une nucléation se produit, le volume de la gouttelette augmente par un facteur 1000, propageant ainsi une onde de choc, détectée acoustiquement avec un capteur piezoélectrique PZT, collé à l'extérieur du contenant du détecteur grâce à une colle epoxy. Un signal analogique, d'une durée de quelques ms, est transmis à un pré-amplificateur où il est amplifié avec un gain de facteur 1000, 2000, 5000 ou 10 000. Le signal est ensuite transformé par un flash ADC (carte Gagescope ou VME), et envoyé à un ordinateur de prise de données. L'onde acoustique générée a une forme très caractéristique (voir annexe B), ce qui permet de discriminer les bulles du bruit environnant.

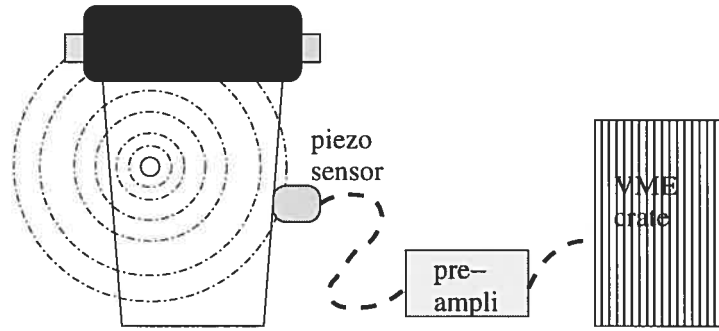


FIG. 3.2: Schéma du système de détection d'une bulle.

3.1.2. Condition de déclenchement

Selon la théorie dite des *pics de chaleur* de Seitz [53], l'énergie d'ionisation laissée par les particules chargées traversant un liquide est transférée sous forme thermique à des régions extrêmement petites le long de leur trace, par l'intermédiaire de rayons- δ . Le réchauffement intense génère des trainées de cavités de vapeur sous-microscopiques dans la gouttelette surchauffée.

Une bulle est en équilibre statique dans un liquide surchauffé si sa dimension correspond au rayon critique (r_c), pour lequel la pression interne de vapeur (P_V) compense exactement les forces exercées par le milieu, i.e. la pression externe (P) et la tension de surface (σ).

$$P + \frac{2\sigma(T)}{r_c(T)} = P_V \quad (3.1.1)$$

Une cavité de rayon inférieur à r_c s'effondre, alors que s'il dépasse r_c , l'expansion devient irréversible, et la gouttelette s'évapore en augmentant d'environ 1000 fois son volume. L'explosion d'une gouttelette produit une onde de choc pouvant être détectée acoustiquement par un transmetteur piezoélectrique. L'énergie portée par l'onde acoustique varie comme $(P_V - P)^{3/2}$, et dépend de la dimension de la bulle, mais est indépendante de l'énergie de la particule incidente. L'énergie minimum nécessaire pour produire une cavité de rayon r_c est donc

$$E_s = \frac{8\pi}{3} \frac{r_c \sigma(T)}{(P_V - P)} \quad (3.1.2)$$

où $\sigma(T)$ est la tension de surface, P_V la pression de vapeur, P et T les pression et température d'opération.

Une particule peut provoquer une nucléation si d'une part, elle dépose une quantité d'énergie supérieure à l'énergie de seuil, et si d'autre part, son énergie est déposée (E_{dep}) sur une distance inférieure au diamètre critique ; il s'agit donc d'une double condition de déclenchement.

$$E_{dep} > E_s \text{ sur une distance } L < a \cdot r_c \quad (3.1.3)$$

$$\Rightarrow \eta \cdot \frac{dE}{dx} > \frac{E_s}{r_c} \quad (3.1.4)$$

où a est un paramètre libre, dont la valeur se situe entre 0.4 et 1. Le facteur d'efficacité η tient compte de la fraction d'énergie déposée à l'intérieur du diamètre critique ; il dépend de la nature du liquide et varie entre 0.02 et 0.06 [69]. Le seuil de détection dépend seulement des propriétés thermodynamiques du fluorocarbène. Par conséquent, la stabilité et la précision de la température et de la pression sont essentiels lors des mesures servant au calcul des seuils d'énergie.

3.1.2.1. Surchauffe réduite

Le seuil effectif de détection d'un BD dépend de la nature du matériel actif, de la température et de la pression d'opération. Le degré de surchauffe réduite s décrit les seuils des fluorocarbènes et halocarbènes de façon uniforme, et permet ainsi de comparer les comportement de détecteurs fabriqués à base de matériaux différents [51].

$$s = \frac{T - T_b}{T_c - T_b} \quad (3.1.5)$$

Deux types de liquides surchauffés sont utilisés pour les BDs PICASSO : le BD-100 et le BD-1000, correspondant approximativement à des seuils d'énergie de 100 keV et de 1 MeV pour les neutrons à la température de la pièce. Le BD-100 est un mélange de deux C_xF_y : 50% C_3F_8 et 50% C_4F_{10} . Les BDs fabriqués à partir de BD-100 ont l'avantage d'être sur leur plateau de sensibilité à la température de la pièce, ce qui rend les manipulations plus faciles et plus rapides. Cependant, le seuil de détection peut varier d'un BD à l'autre, car les proportions de chacun des C_xF_y ne sont pas nécessairement exactement 50%. Le BD-1000 est constitué de C_4F_{10} . Il a le grand avantage d'avoir un seuil de détection défini. Par contre, les BDs fabriqués à partir de BD-1000 doivent être opérés à plus haute température, ce qui pourrait affecter le gel à long terme.

3.1.3. Types de nucléation

La nucléation de gouttelettes surchauffées peut être provoquée d'une part par l'environnement physique de la gouttelette (nucléation hétérogène), d'autre part par un apport d'énergie (nucléations homogène et spontanée) [54]. Dans le cas de la détection de la matière sombre, seule la nucléation homogène causée par des neutralinos incidents est souhaitable [50]. Les nucléations hétérogène et spontanée constituent des limites intrinsèques aux techniques BD et SDD, et doivent être évitées à tout prix.

3.1.3.1. Nucléation hétérogène

Des impuretés à l'intérieur ou à la surface de la gouttelette, comme des poussières ou des cristaux par exemple, peuvent briser la tension de surface et ainsi déclencher une nucléation dite hétérogène. Dans le cas des BDs, l'interface liquide-liquide entre les gouttes et le gel inhibe la nucléation hétérogène. De plus, tous les ingrédients sont filtrés, les instruments sont soigneusement lavés, et en principe, le mode d'extraction du C_xF_y le rend automatiquement pur (voir section 5.3.2). Ainsi la contribution de la nucléation hétérogène est négligeable, et sera ignorée pour le reste de la discussion.

3.1.3.2. Nucléation spontanée

La température maximale de surchauffe atteignable à une pression donnée est déterminée par la thermodynamique et la cinétique, et correspond à environ 90% de T_c (ou $s \sim 0.9$). Au-delà de cette température, les fluctuations de densité au

niveau moléculaire suffisent pour créer des cavités de vapeur dans les gouttelettes, qui peuvent s'étendre spontanément et vaporiser la gouttelette en entier, sans besoin de rayonnement externe ou de nucléation hétérogène. Cette nucléation homogène rend le BD intrinsèquement instable et peut limiter sa sensibilité pour des énergies de seuil inférieures à 5 keV.

3.1.3.3. Nucléation homogène

La nucléation homogène est induite par de la rayonnement externe. Lorsqu'une particule traverse un matériel, elle dépose une quantité d'énergie proportionnelle à sa perte d'énergie spécifique, sur une certaine distance L : $E_{dep} \approx \frac{dE}{dx} L$. ~ 20 - 30% de cette énergie se dépose par ionisation, le reste se disperse sous forme de phonons. Une fraction de l'ordre de 2 - 6% de cette énergie déposée (E_{dep}), transformée en chaleur, vaporisera une partie du C_xF_y . Si l'énergie de vapeur produit suffisamment de pression interne (P_{int}) pour vaincre la tension de surface (σ) et la pression externe (P), la gouttelette explose en une bulle.

3.2. ETUDE SYSTÉMATIQUE DE LA RÉPONSE DES BDS

Toute particule chargée peut en principe déclencher la nucléation d'une bulle. Cependant, son énergie d'ionisation doit être suffisamment dense pour respecter les conditions de seuil (équation 3.1.3). Les particules neutres n'interagissent que par collision élastique, et n'ionisent pas le milieu dans lequel elles se propagent ; elles ne peuvent donc pas déclencher de nucléation directement. Cependant, en diffusant à travers le milieu par collisions multiples, elles causent des reculs nucléaires sur leur passage. Ces noyaux déposent alors leur énergie cinétique de recul par ionisation, produisant ainsi la chaleur nécessaire à la nucléation.

En diffusant sur les noyaux de C et de F dans les gouttelettes, les neutrons ou les neutralinos provoquent des reculs de très haute densité d'ionisation (voir fig.3.7), qui eux sont très efficaces à produire des pics de chaleur. Les neutrons constituent le bruit de fond le plus critique pour toute expérience de recherche de matière sombre, car l'interaction la plus probable entre les neutrons et les noyaux est la diffusion élastique ; leur signature est donc identique à celle des \mathcal{X}_0 . Il est impossible de les discerner, il s'agit donc d'un bruit de fond irréductible.

3.2.1. Seuils de détection

Un étalonnage exhaustif des détecteurs avec des neutrons d'énergie bien définie est nécessaire pour déterminer les énergies et seuils critiques (E_c , r_c), lesquels permettront ensuite d'extraire un signal d'éventuels \mathcal{X}_0 . Pour cette raison, une ligne de faisceau a été installée à l'accélérateur TANDEM du labo R-J-A. Lévesque à Montréal. Le TANDEM consiste en deux accélérateurs Van de Graff tête-à-tête. Des ions d'hydrogène (H^-) sont accélérés vers un terminal positif, puis sont débarrassés de leur charge pour être accélérés une deuxième fois avec une énergie déterminée par la tension de ce terminal, qui peut atteindre 6MV. Une fois la tension du terminal fixée, l'énergie de ces protons est précisément réglée en modifiant le champ magnétique de l'aimant d'analyse. Le TANDEM peut produire des protons avec une énergie allant jusqu'à 12 MeV, avec une déviation maximum de 0.1% en énergie. Pour notre application, une plage d'énergie de 1.9 à 2.5MeV a été utilisée. Les protons sont dirigés sur une cible de lithium, produisant des neutrons grâce à la réaction nucléaire exothermique $p + Li \rightarrow n + {}^7Be + 1.8811$ MeV, produisant des neutrons d'une énergie de 70 keV à 400 keV. Pendant les mesures, le détecteur est gardé à une température bien définie, à un angle 0 par rapport à la ligne de faisceau, de façon à obtenir des neutrons d'énergie maximale seulement, et donc mono-énergétiques [77].

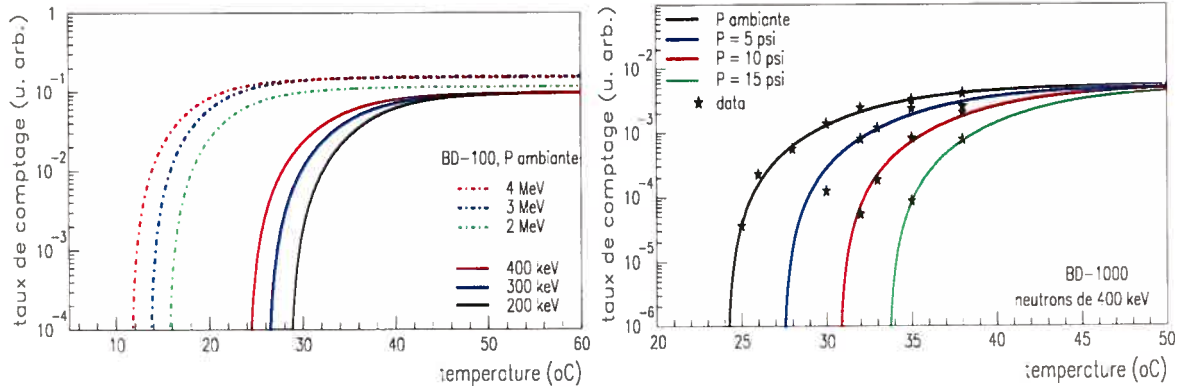


FIG. 3.3: Mesure de la sensibilité des détecteurs PICASSO à des neutrons mono-énergétiques pour différentes températures et pressions.

Pour déterminer les seuils, l'énergie incidente est fixée, et la température (ou la pression) est diminuée graduellement, jusqu'à ce qu'aucun signal ne soit enregistré ; à ce moment, l'énergie des neutrons incidents est insuffisante pour déclencher

la nucléation. Ce processus est répété sur un grand intervalle de températures, afin de couvrir la plus grande région possible correspondant aux prédictions théoriques quant aux \mathcal{X}_o . Le fait d'utiliser des BD-100 et des BD-1000 permet de doubler la région investiguée. La figure 3.3 montre les seuils en température tels que mesurés expérimentalement, on peut voir que le même comportement a été observé en fonction de la température et de la pression.

La probabilité qu'un recul produise l'explosion d'une gouttelette devient nulle lorsque l'énergie de recul E_{rec} est inférieure à l'énergie de seuil E_s . Dans un système idéal, la probabilité serait de 100% dès que $E_{rec} > E_s$. En réalité, le seuil n'est pas instantané, mais suit plutôt une distribution gaussienne, reflétant les fluctuations statistiques, principalement du dépôt d'énergie (dE/dx étant de nature stochastique), mais aussi de la taille des gouttelettes par exemple. Ce seuil peut être approché par un seuil progressif simple $P(E_{rec}, T)$, déterminé empiriquement grâce à un seul paramètre libre : $b \approx 1$ [77]). La fig.3.4 montre les seuils de déclenchement de la nucléation ; étant déterminés pour des neutrons incidents, ils sont transformés en terme d'énergie de recul du ^{19}F (E_s).

$$E_s = r \cdot E_{neu} = 0.19 \cdot E_{neu} \quad (3.2.1)$$

$$P = \begin{cases} 1 - e^{-(b \cdot \frac{E_{rec} - E_s}{E_s})} & : E_{rec} \geq E_s \\ 0 & : E_{rec} < E_s \end{cases} \quad (3.2.2)$$

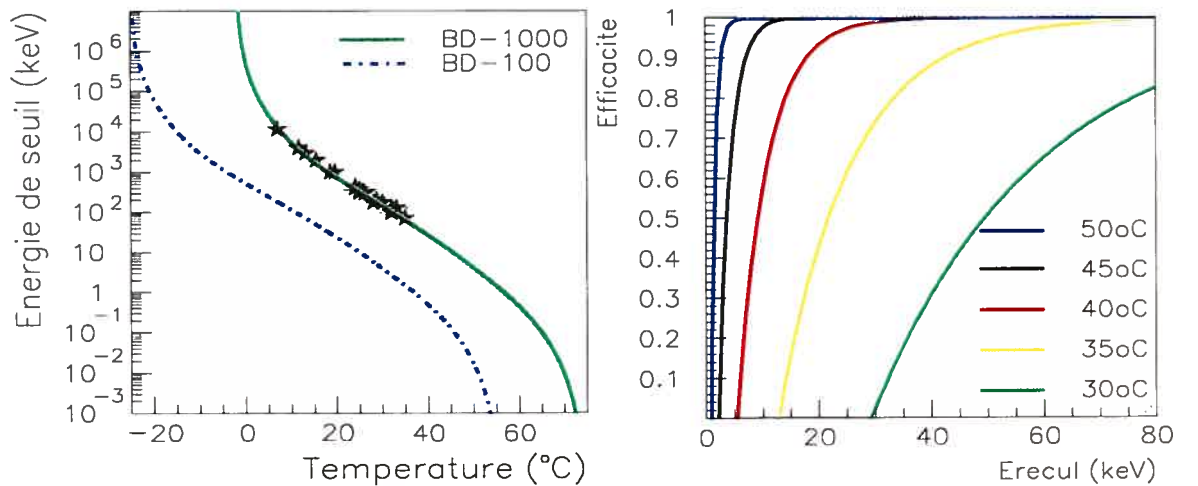


FIG. 3.4: A gauche : seuils d'énergie des neutrons incidents. A droite : efficacité d'un BD-100 en fonction de la température et de l'énergie de recul du ^{19}F .

3.2.1.1. Sensibilité aux reculs nucléaires

La détection de noyaux de recul constitue la seule signature possible du passage de \mathcal{X}_0 dans un détecteur. Une connaissance très précise de la réponse des BDs en fonction des énergies de recul du ^{19}F est donc critique pour l'interprétation du signal mesuré dans les BDs. La probabilité de déclenchement (équation 3.2.2) se traduit en une efficacité de détection des E_{rec} dépendante de la température (figure 3.4), permettant d'extraire un spectre d'énergie à partir des données mesurées expérimentalement.

3.2.1.2. Etalonnage

Les BDs sont régulièrement calibrés avec des sources de neutrons pour s'assurer de la stabilité de leur sensibilité à long terme : une source AcBe au labo à Montréal (1.32×10^5 Bq), ^{252}Cf intense à BTI (2.87×10^5 Bq), et ^{252}Cf de faible intensité à SNO (1758 Bq) (les activités sont données à la date approximative de prise de données). Les figures 3.5 et 3.6 montrent les spectres de ces sources et la réponse des BDs correspondante. Le étalonnage avec la source AcBe de Montréal sert à comparer les sensibilités relatives des détecteurs ; les résultats sont exposés à la section 4.2.

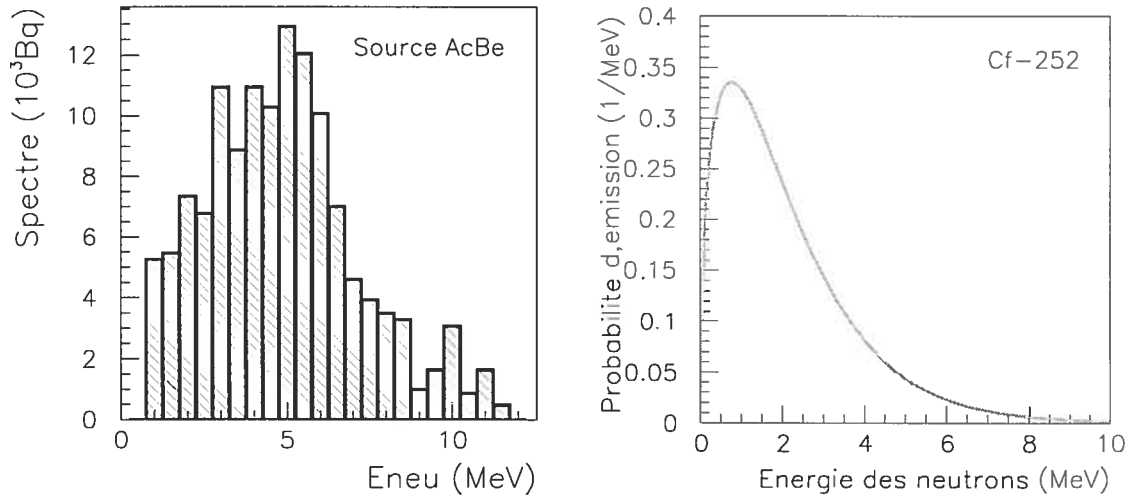


FIG. 3.5: Spectres d'énergie des neutrons produits par une source AcBe (à gauche) et ^{252}Cf (à droite).

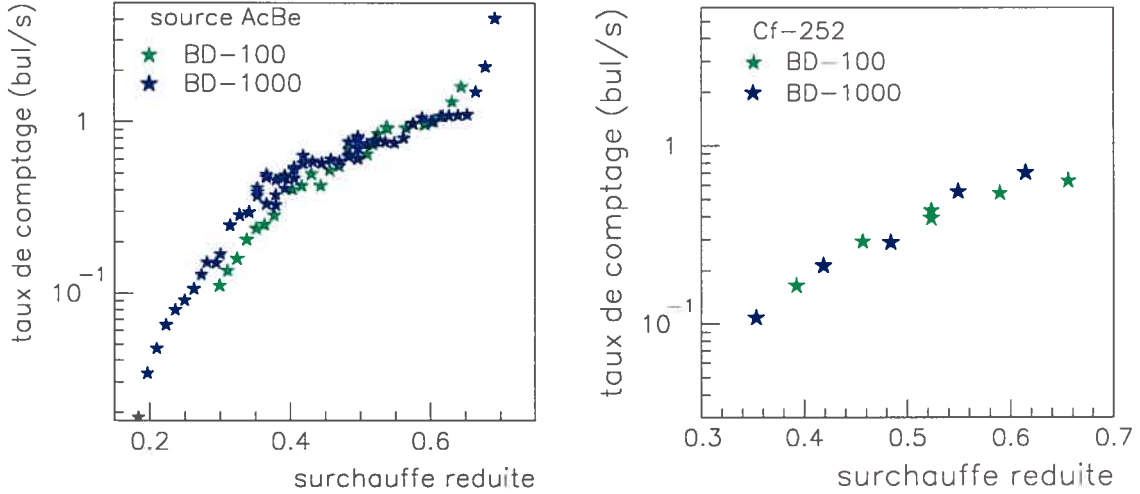


FIG. 3.6: étalonnages des BDs avec des sources de neutrons.

3.2.2. Autres sources de nucléation

Toute particule menant à un dépôt d'énergie de l'ordre de 1-100 keV dans un détecteur de matière sombre donne lieu à un bruit de fond. Les BDs étant des détecteurs à seuil, ils ne fournissent aucune information directe sur la nature et l'énergie de la particule incidente. Il est donc impossible de discerner un α ou un β d'un neutralino selon les caractéristiques du signal. Nous verrons dans cette section que les BDs sont aveugles à la plupart de ces radiations, et donc évitent les problèmes de bruit de fond qui leur sont rattachés. La double condition de déclenchement 3.1.3 procure un puissant pouvoir de discrimination sur les MIPs et les γ , intrinsèque à la technique des BDs, et fait de PICASSO un détecteur de matière sombre très avantageux.

3.2.2.1. Particules à ionisation minimale (m.i.p.)

La perte d'énergie spécifique des particules chargées légères, comme les γ , β et μ , est très faible : $\frac{dE}{dx} \approx 1 - 2 \text{ MeV/g/cm}^2$. Leur dépôt d'énergie se fait donc sur une trop grande distance pour déclencher la nucléation, sauf à haute température. Des BDs de 8mL et de 1L ont été calibrés avec différentes sources produisant des γ d'énergies très variées, et leur comportement s'est avéré être le même pour du ^{22}Na (1.275 MeV), ^{60}Co (1.333 et 1.173 MeV), et ^{137}Cs (0.662 MeV).

La figure 3.7 montre que la sensibilité aux mips chute de 5 ordres de grandeur entre 45°C et 30°C. Le bruit de fond causé par des mips n'est donc pas inquiétant

pour le moment, puisqu'il est négligeable aux températures d'opération. Cependant sa contribution deviendra importante lorsque le niveau de bruit de fond des BDs sera significativement diminué. A moins d'installer un blindage, l'intervalle de température sera restreint par la sensibilité aux mips.

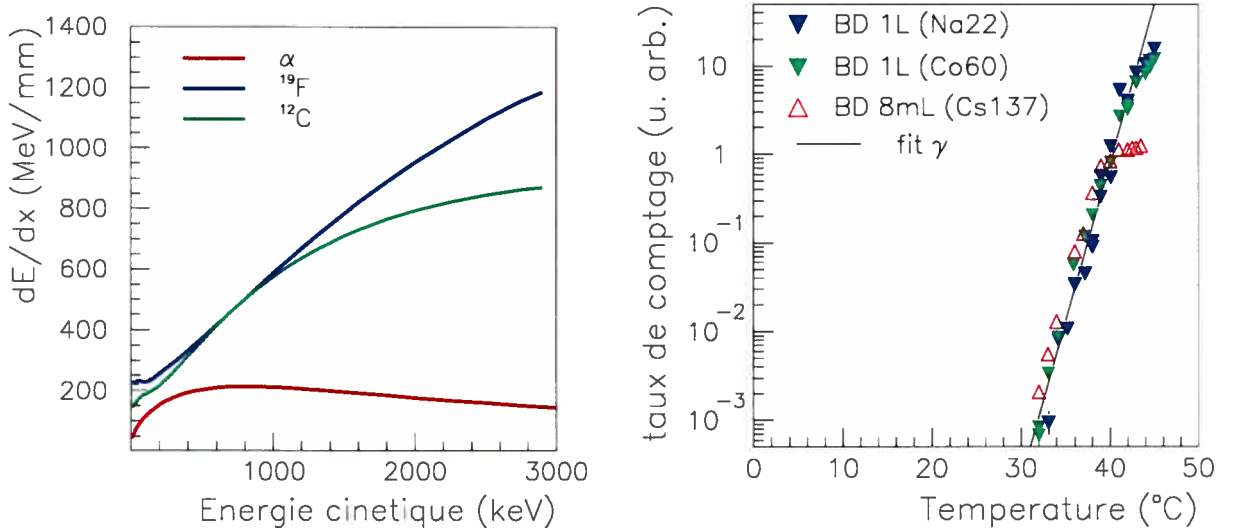


FIG. 3.7: Perte d'énergie spécifique pour des reculs nucléaires (à gauche) [90]. Taux de comptage normalisé de BD-100 (8mL et 1L) exposés à des sources de γ de différentes énergies (à droite).

3.2.2.2. Particules chargées massives

Les particules α , les noyaux de recul et les ions produits par les désintégrations nucléaires interagissent par diffusion coulombienne, en excitant ou ionisant le milieu dans lequel ils se propagent. La perte d'énergie spécifique des noyaux est extrêmement dense, de l'ordre de $1\text{MeV}/\mu\text{m}$ pour le ^{19}F (voir fig.3.7), ainsi l'efficacité de détection des BDs est optimale. Les particules α ont typiquement une énergie de 5 MeV ; à ce régime, leur perte d'énergie spécifique est élevée ($\frac{dE}{dx} \approx 0.5 - 1.5 \text{ MeV/mg/cm}^2$, voir fig.3.7) et donc leur portée est courte.

Des calculs Monte-Carlo indiquent que la réponse des détecteurs à bulles aux particules alpha serait causée par l'ionisation et non par des collisions élastiques avec les atomes de carbone ou de fluore [90]. Il est aussi possible qu'une partie de la sensibilité s'explique par les reculs des noyaux résiduels suivant la désintégration de l'émetteur alpha. Etant donnée leur courte portée, les α provenant de l'environnement ne sont pas à craindre ; par contre, la contamination interne en

émetteur α des composantes du gel, du matériel actif et du contenant constituent une source importante de bruit de fond, qui sera discutée dans le chapitre 5.

3.2.2.3. Efficacité α

Pour être en mesure d'extraire une limite sur la section efficace du neutralino à partir des données de bruit de fond des détecteurs PICASSO, il faut d'abord déterminer les contributions de chacune des sources de bruit de fond, dont la contamination α . Pour ce faire, il est essentiel de bien connaître l'efficacité de la réponse α en fonction de la température.

L'efficacité α est définie comme étant le rapport entre le taux de comptage du BD et l'activité en émetteur α présente dans le BD : $\epsilon = \frac{\Gamma_{(bul/s)}}{A_{(Bq)}}$. Elle dépend de plusieurs facteurs, subdivisés en 2 catégories : $\epsilon \sim \epsilon_{nucl} \cdot \epsilon_{geom}$. “ ϵ_{nucl} ” donne la probabilité de déclenchement d'une bulle, qui dépend de la température (T), de l'énergie des α (E_α) et du type de gaz ($C_x F_y$) : $\frac{dE}{dx} > \frac{E_c}{r_c}$, où E_c et r_c sont les énergie et rayon critiques à T donnée. “ ϵ_{geom} ” englobe toutes les considérations d'angle solide entre l'émission des α et les gouttelettes, et dépend principalement de la proportion de masse active dans le gel ($r_v = \frac{m_a}{m_{gel}}$), du diamètre D des gouttelettes¹, et de l'effet de surfactant. Les α sont émis de façon isotrope, ainsi la probabilité qu'une particule α soit émise en direction d'une gouttelette est d'au plus 50% ($\epsilon_{geom} < 50\%$). Ce “facteur géométrique” fait présentement l'objet de simulations Monte-Carlo [79].

Deux types de dopants ont été utilisés pour mesurer la réponse α des détecteurs PICASSO : le ^{241}Am et le ^{232}U . La réponse et le lissage des données des BDs marqués avec ces isotopes sont montrées à la fig.3.8. Le ^{241}Am se désintègre en ^{237}Np en émettant un α . Le ^{237}Np ayant une demi-vie extrêmement longue (2.14×10^6 ans), on peut considérer que sur l'échelle de vie d'un BD, la chaîne de désintégration du ^{241}Am ne produit qu'un seul α au total. Le cas de l' ^{232}U est plus compliqué, car il fait place à la même chaîne de désintégration du ^{232}Th , qui comporte plusieurs α . Le nombre de α émis par désintégration de ^{232}U n'est donc pas simplement égal à 1, mais dépend de l'équilibre de la chaîne radioactive.

Equilibre des chaînes radioactives. Les émetteurs les plus communs, l' ^{238}U et le ^{232}Th , sont naturellement présents dans les matériaux, dont le sel composant la

¹La probabilité pour une particule α de rencontrer une gouttelette sur son passage augmente avec le nombre de gouttelettes présentes. Pour un r_v donné, le nombre de gouttelettes augmente lorsque D diminue. Par conséquent, ϵ diminue pour de plus grands D ; voir [90] pour détails.

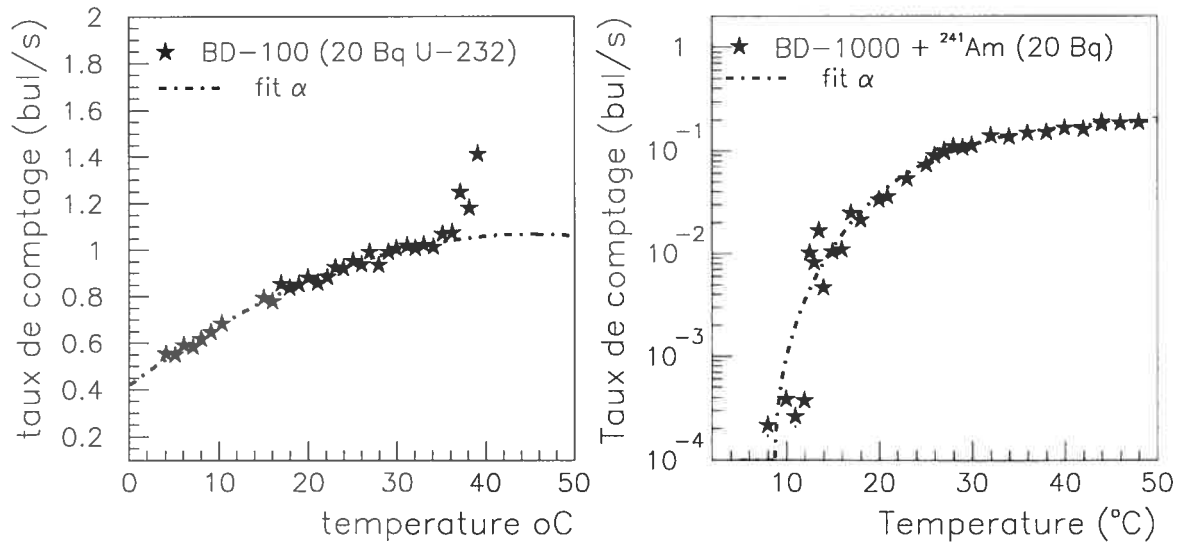


FIG. 3.8: Courbes de lissage du taux de comptage de BDs marqués avec des sources d'émetteurs α .

majeure partie de la masse totale des BDs (voir chapitre 4). Lorsqu'en équilibre, les chaînes de l'²³²U, de l'²³⁸U et du ²³²Th émettent de 6 à 8 α par désintégration; la distance de recul des noyaux filles étant négligeable, plusieurs α sont produits au même endroit, dans un temps inférieur au cycle de comptage des BDs (30h/10h). Ces α peuvent être considérés comme provenant d'une source ponctuelle, et n'ont pas la même efficacité que des α émis de façon indépendante. Les 2 chaînes comportent le Rn, qui a la propriété de diffuser comme un gaz dans les matériaux. Le Rn coupe la chaîne en deux parties, en se désintégrant dans un nouveau site, distribué aléatoirement dans le gel du BD.

L'activité α d'un matériau correspond à la somme des activités de tous les noyaux-fille des chaînes de désintégration présentes dans ce matériau; or il est très difficile de déterminer la proportion de chacun de ces noyaux-filles si les chaînes ne sont pas en équilibre séculaire. L'approche la plus simple est de considérer tous les α produits par la chaîne, mais n'est pas réaliste dans la plupart des cas. L'hypothèse la plus plausible tient compte des temps de demi-vie ($t_{1/2}$), de la diffusion du Rn, et de ϵ_{geom} .

α / dés.	min	tn	max
²³² Th, ²³² U	3	3.2425	6
²³⁸ U	3	6.75	8

Notons que les E_α sont presque toutes équivalentes à 5MeV, et leur effet sur l' ϵ est certainement négligeable par comparaison aux autres erreurs systématiques, ainsi les différences de E_α ne sont pas prises en compte.

Les données obtenues avec les BDs 8mL et 1L dopés, ainsi que les données de bruit de fond avec les BDs non-dopés, suggèrent que dans le cas de l' ^{232}U , l'efficacité α est amplifiée par un effet de surfactant. En effet, les atomes d'U sont habituellement associés à des ions complexes (UO_2^{+2} , $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2^{+2}$), qui ont une grande affinité pour la surface hydrophobe des gouttelettes de C_xF_y , mais pas avec le freon lui-même, et donc adhèrent préférentiellement à la surface des gouttelettes [52]. Il est possible que cet effet se produise aussi pour l' ^{241}Am , à cause de la méthode de fabrication, et pour la contamination en ^{238}U , mais de façon moins prononcée.

L'efficacité α telle que calculée à partir des données du BD-1000 dopé à l' ^{241}Am est de 1.05% sur le plateau de la réponse α (T_{piece} pour BD-100, $T = 44^\circ\text{C}$ pour les BD-1000), lorsque normalisé à une sensibilité de 1 bul/neu/cm². Les calculs des efficacités α des BDs non-marqués sont basés sur ce résultat. Notons que tous nos résultats sont en désaccord avec les efficacités calculées par *Pan et al.*, qui sont de 20 à 50 fois plus grandes que celles calculées pour PICASSO [52][90].

3.3. RÉPONSE AUX NEUTRALINOS

Le BD étant un détecteur à seuil, le calcul de la limite sur la section efficace du \mathcal{X}_0 est sensiblement différent que dans le cas de détecteurs conventionnels, qui eux mesurent directement un spectre en énergie. Cependant les mêmes conventions de normalisation à la section efficace du proton et les mêmes paramètres astrophysiques (densité de \mathcal{X}_0 dans le halo galactique, vitesse des \mathcal{X}_0 , etc) cités dans les références [24], [25] et [89] sont utilisés. Selon [25], la normalisation à σ_p proposée serait indépendante du modèle théorique de supersymétrie ; les résultats seraient donc valides pour tout type de WIMP.

La présente section explique de quelle façon un signal de \mathcal{X}_0 est extrait des mesures de bruit de fond effectuées avec les détecteurs PICASSO. En premier lieu, les expressions du chapitre 1 pour le taux de réaction et le spectre de recul sont adaptées au type de réponse en fonction de la température obtenu avec un détecteur à bulle, ensuite l'efficacité des BDs PICASSO à détecter des \mathcal{X}_0 est définie, et finalement les prédictions du taux de comptage des \mathcal{X}_0 dans les BDs sont exposées.

3.3.1. Taux de réaction

Afin de prédire le taux de comptage observé dans les détecteurs, le taux de réaction R théorique donné à la section 2.1.3.1 doit tenir compte des corrections suivantes : a) le mouvement relatif de la Terre et de la galaxie ; b) l'efficacité de détection $\epsilon_{det}(M_{\mathcal{X}}, T)$; c) le facteur de forme dépendant du spin ; d) le facteur de forme dû à la taille finie du noyau cible $F(E)$.

On peut approximer R par R_0 , défini pour le cas simple d'un détecteur immobile dans la galaxie ; on considère donc que le mouvement de la Terre dans le halo de \mathcal{X}_0 ne transfère pas de quantité de mouvement aux noyaux cibles du détecteur. Par conséquent, R_0 est indépendant du temps, et la modulation annuelle reliée au vent de WIMPs n'est pas prise en compte.

$$R_0 = \frac{540}{A \cdot M_{\mathcal{X}}} \left(\frac{\sigma_0}{1 \text{ pb}} \right) \left(\frac{\rho_{\mathcal{X}}}{0.4 \text{ GeV/cm}^3} \right) \left(\frac{\vec{v}_0}{230 \text{ km/s}} \right) \left[\frac{1}{\text{kg d}} \right] \quad (3.3.1)$$

$$\frac{R(\vec{v}_0, \vec{v}_{esc})}{R_0} = 0.9948 \text{ pour } \vec{v}_0 = 230 \text{ km/s et } \vec{v}_{esc} = 600 \text{ km/s} \quad (3.3.2)$$

où A est le numéro atomique du noyau cible, $M_{\mathcal{X}}$ la masse du WIMP étudié, σ_0 la section efficace du ^{19}F (i.e. ne tient pas compte des corrections SI, SD facteur de forme, etc), $\vec{v}_{esc} \approx 600 \text{ km/s}$ la vitesse d'échappement de notre galaxie et $\vec{v}_0 \approx 230 \text{ km/s}$ est la vitesse la plus probable de la distribution maxwellienne des vitesses de \mathcal{X}_0 dans le halo galactique (voir section 1.2.3.2). L'équation 3.3.2 nous montre que R_0 est une bonne approximation de R , ce qui indique que l'effet de \vec{v}_{esc} et \vec{v}_E (vitesse de la Terre dans la galaxie) est négligeable, et ne sera donc pas considéré dans le présent calcul.

Le fait de considérer le détecteur immobile dans la galaxie simplifie aussi l'expression de la section 2.1.3.2 pour le spectre de recul, donnée en terme de l'énergie de recul observée dans le détecteur E_{rec} , l'énergie moyenne de recul (E_0) et le facteur cinétique r .

$$\frac{dR}{dE_{rec}} = \frac{R_0}{r \cdot E_0} e^{\frac{-E_{rec}}{r \cdot E_0}} \quad (3.3.3)$$

La figure 2.4 montre le spectre de recul du ^{19}F pour $\sigma_0 = 2000 \text{ pb}$, correspondant à $\sigma_p \sim 10 \text{ pb}$ pour un \mathcal{X}_0 de 500 GeV. Notons que le spectre est coupé pour des $\vec{v}_{\mathcal{X}} > \vec{v}_{esc}$. L'expression du spectre de recul observable dans un détecteur se réduit

alors à ceci :

$$\left. \frac{dR}{dE} \right|_{obs} = \frac{R_0}{r \cdot E_0} e^{\frac{-E_{rec}}{r \cdot E_0}} \cdot \epsilon_{det}(M_{\mathcal{X}}, T) \cdot F^2(E) \quad (3.3.4)$$

$$\text{où } F^2(E) = e^{-\alpha \cdot (q \cdot r_n)^2} \approx 1 \quad (3.3.5)$$

3.3.2. Efficacité de détection

L'efficacité de détection ϵ_{det} est intrinsèque au BD, et correspond à la fraction du spectre de recul du ^{19}F pour laquelle l'énergie de recul du ^{19}F diffusé (E_{rec}) est supérieure à E_s^F . Ainsi ϵ_{det} dépend de la masse de la particule incidente, de la pression et température d'opération, et du type de gaz :

$$\epsilon_{det}(E_{rec}, T) = \frac{\int_{E_s}^{\infty} \frac{dR}{dE} dE}{\int_0^{\infty} \frac{dR}{dE} dE} = \frac{\int_0^{\infty} P(E_{rec}, T) \frac{dR}{dE} dE}{\int_0^{\infty} \frac{dR}{dE} dE} \quad (3.3.6)$$

où $P(E_{rec}, T)$ est la probabilité de déclenchement d'une bulle lorsque l'énergie de seuil est atteinte. Etant donnée la forme de $P(E_{rec}, T)$ (équa.3.2.2), il n'existe pas de solution analytique à l'expression 3.3.6 ; il faut donc intégrer numériquement le spectre de recul entre E_s et E_{max} , où E_{max} correspond à \vec{v}_{esc} . En pratique, $\epsilon(M_{\mathcal{X}}, T)$ est obtenue en exprimant E_{rec} en terme de $M_{\mathcal{X}}$: $E_{rec} = r \cdot \frac{1}{2} M_{\mathcal{X}} v_{\mathcal{X}}^2$.

$$\epsilon_{det}(M_{\mathcal{X}}, T) = \frac{\sum_{E_{rec}=E_s^F}^{E_{max}} \left(1 - e^{-\left(b \cdot \frac{E_{rec}-E_s^F}{E_s^F} \right)} \right) \cdot e^{\frac{-E_{rec}}{r \cdot E_0}}}{\sum_{E_{rec}=0}^{E_{max}} e^{\frac{-E_{rec}}{r \cdot E_0}}} \quad (3.3.7)$$

La fig.3.9 montre l'efficacité de détection des BDs calculée en fonction de la température d'opération et de la masse du \mathcal{X}_0 .

3.3.3. Signal produit par les neutralinos

Les BDs PICASSO étant des détecteurs à seuil, ils ne mesurent pas directement un spectre d'énergie de recul, mais intègrent plutôt le spectre 3.3.4 sur

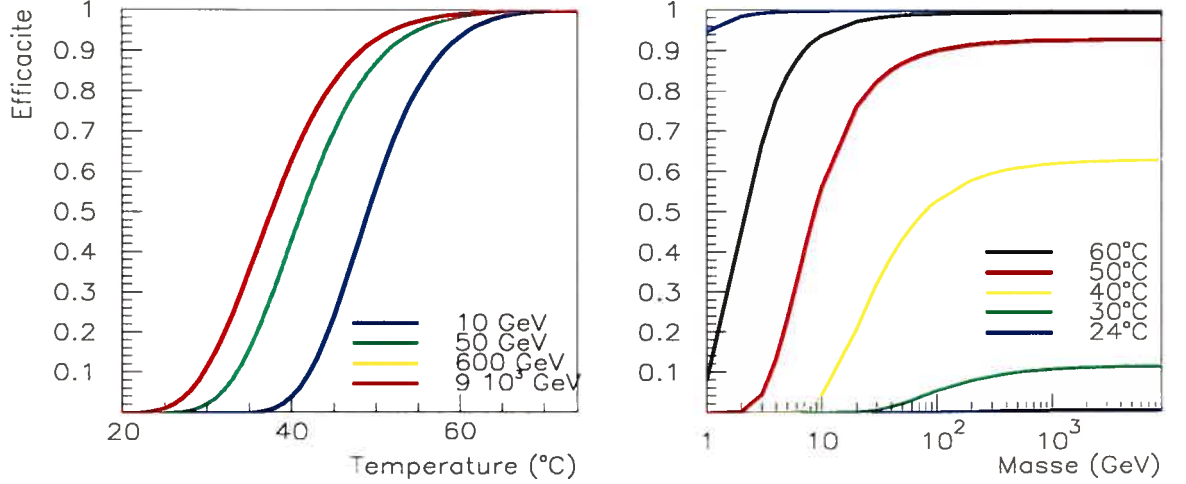


FIG. 3.9: Efficacité de détection des BD-1000 en fonction de la température d'opération et de la masse du \mathcal{X}_0 .

l'intervalle d'énergie correspondant aux températures d'opération.

$$R_{obs} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dR}{dE} dE \quad (3.3.8)$$

$$R_{obs}(M_{\mathcal{X}}, T) = R_0(E_{min}, E_{max}) \cdot \epsilon_{det}(M_{\mathcal{X}}, T) \quad (3.3.9)$$

$$= \frac{540}{A \cdot M_{\mathcal{X}}} \cdot \sigma_F \cdot \epsilon_{det}(M_{\mathcal{X}}, T) \quad (3.3.10)$$

La figure 3.10 donne à titre d'exemple les prédictions de taux de comptage selon T et $M_{\mathcal{X}}$ pour $\sigma_F = 2000$ pb. Afin de rendre nos résultats comparables à ceux des autres expériences de détection de matière sombre, la section efficace obtenue dans notre cas pour le ^{19}F doit être transformée en terme de section efficace du proton. L'équa.2.1.19 de la section 2.1.3.3, réécrite dans [25] comme l'expression 3.3.12, permet de relier directement la section efficace du proton au taux de comptage des BDs.

$$\sigma_p(M_{\mathcal{X}}) = \frac{R_{obs}(M_{\mathcal{X}}, T) \cdot A \cdot M_{\mathcal{X}}}{540 \cdot \epsilon_{det}(M_{\mathcal{X}}, T)} \cdot I \quad (3.3.11)$$

$$I = \frac{\sigma_p}{\sigma_F} = \frac{\mu_p^2}{\mu_A^2} \cdot \frac{1}{\frac{C_A^p}{C_p}} \quad (3.3.12)$$

$$\text{où } \frac{C_A^p}{C_p} = 0.778 \text{ pour le } ^{19}\text{F} \quad (3.3.13)$$

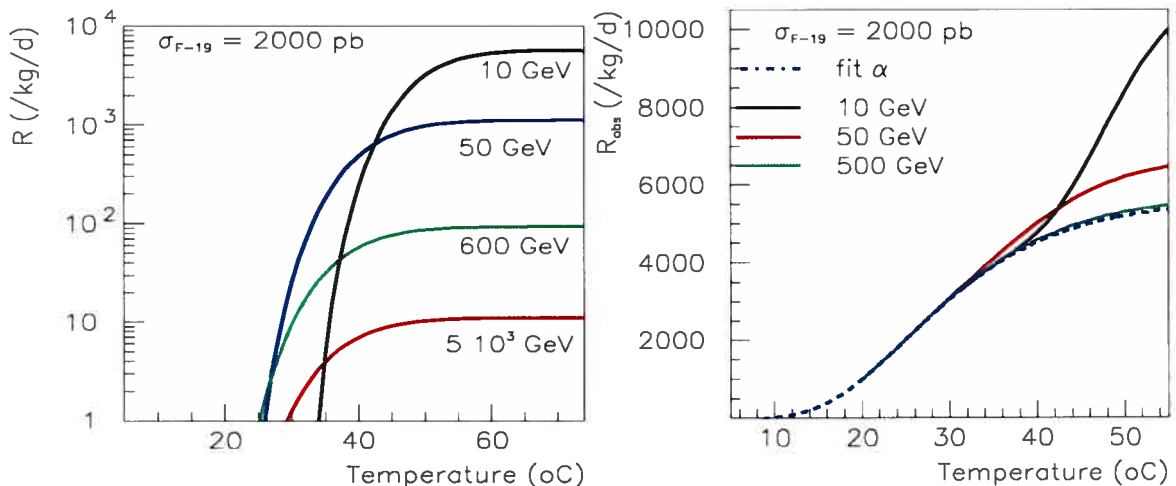


FIG. 3.10: Taux de réaction observable dans un BD-1000 en fonction de la température et de la masse des χ_0 , et taux de comptage dû à un flux de χ_0 sur un bruit de fond α .

En pratique, les χ_0 doivent être détectés parmi les sources α et neutrons environnantes; un signal de χ_0 devient apparent lorsque σ_F est assez élevée et lorsque le bruit de fond dû aux α et neutrons est suffisamment faible. La figure 3.10 montre de quelle façon le taux de comptage des BDs mesuré expérimentalement ($\Gamma_{\text{exp}}(T)$) en fonction de la température est modifié par la présence de χ_0 de différentes masses, si la source dominante de bruit de fond consiste en une contamination α . On voit que selon σ_F et M_{χ} , le signal de χ_0 est facilement identifiable, et si la réponse des BDs ne suit pas cette forme caractéristique, cette combinaison (σ_F et M_{χ}) est exclue. Ainsi à chaque M_{χ} correspond une σ_p , dont la limite supérieure est imposée par $\Gamma_{\text{exp}}(T)$. Lorsque les sources de bruit de fond sont identifiées et quantifiées, on peut alors soustraire leur contribution au taux de comptage, et améliorer significativement la limite sur la section efficace.

CONCLUSION

Nous avons vu dans ce chapitre que les détecteurs PICASSO ne sont pas sensibles au rayonnement ambiant (γ , μ , β), ce qui fournit un puissant pouvoir de discrimination du bruit de fond. Ceci, combiné au facteur de forme avantageux du ^{19}F , fait de PICASSO un détecteur de matière sombre très sensible, malgré sa taille modeste. Les signaux produits par les α et les neutrons sont indiscernables de ceux produits par les neutralinos. Les neutrons constituent la source privilégiée

d'étalonnage, mais aussi un bruit de fond intrinsèque à tous les détecteurs de matière sombre. Il faut donc réduire le plus possible ces sources de bruit de fond, et déterminer en détail leurs contribution au taux de comptage des BDs, afin d'être en mesure d'extraire une limite sur la section efficace du neutralino. Les chapitres 5 et 6 exposent de quelles façons ces objectifs sont atteints, ainsi que les résultats des mesures faites avec le plus bas bruit de fond atteint par PICASSO.

Chapitre 4

AUGMENTATION DE LA MASSE ACTIVE

Le présent chapitre est consacré aux efforts visant à améliorer la sensibilité de PICASSO en augmentant sa masse active. Pour ce faire, une procédure de fabrication de BDs de grand volume est développée, et des étalonnages sont effectués afin de quantifier la quantité de masse active de chaque BD ainsi produit, en comparaison avec les BDs produits précédemment.

4.1. FABRICATION DES DÉTECTEURS PICASSO

Dans cette section sont exposés les principes de fabrication des BDs PICASSO. Une émulsion de gouttelettes de liquide surchauffé peut être mise en suspension dans un gel selon deux principes de base : par viscosité, ou par équilibre des densités. Dans le premier cas, les gouttelettes sont maintenues en place grâce à la résistance qu'offrent les forces agissant entre les molécules du gel. Ainsi, lorsque une bulle éclate, sa densité est beaucoup plus faible que le gel qui l'entoure ; elle migre donc vers la surface du gel pour éventuellement s'échapper, réduisant ainsi la sensibilité du SDD. Le glycerol, glycol, et la gélatine sont des exemples de gel de SDD. La méthode de fabrication des dosimètres à neutrons de la compagnie *Apfel* est basée sur ce principe [55].

Les gels des BDs PICASSO sont constitués d'un polyacrylamide dans lequel est ajouté un sel pour en augmenter la densité, de façon à équilibrer la densité du liquide surchauffé, pour éviter que le C_xF_y ne décante ou ne surnage. Une fois la matrice du gel formée, les gouttelettes sont fixées. Plusieurs types de sels ont été testés : le NaBr, l'acetate de sodium (aceNa), et le CsCl. Trois ingrédients s'ajoutent à l'acrylamide pour former le gel : un initiateur et un accélérateur de polymérisation, et un surfactant pour favoriser l'émulsion des gouttelettes.

4.1.1. Paramètres de fabrication

Plus de 15 détecteurs ont été fabriqués dans des contenants en acrylique ou en polypropylène spécialement fabriqué pour SNO (SNO PP) (voir fig.5.6), à base de différents types de gel. À la lumière de cette expérience, les effets des différents paramètres sur la sensibilité des BDs sont étudiés dans cette section, et sont résumés dans le tableau A.1.

Les principales étapes de la fabrication des BDs à base de CsCl sont illustrées aux fig.4.1 et 4.3, et sont résumées ici : 1) 769g de CsCl et les ingrédients de polymérisation sont mélangés à de l'eau dans un contenant de 1.3L (acrylique ou SNO PP, voir section 5.3.3), pour former un volume total de 1L. Le contenant est plongé dans de la glace carbonique pour congeler le mélange. 2) En moyenne 20mL de C_xF_y est versé au-dessus des ingrédients congelés, et le contenant est fermé hermétiquement. 3) Le contenant est ensuite plongé dans un bain-marie à 20°C, pour faire fondre les ingrédients, puis 4) placé dans le brasseur pour produire l'émulsion de gouttelettes. 5) Finalement, le contenant est placé dans une cloche à pression (600 psi) pendant plus de 5h, afin que le gel formé autour des gouttelettes soit le plus lisse possible.

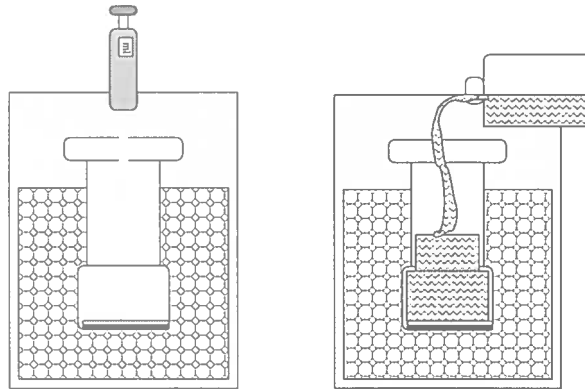


FIG. 4.1: Illustration des deux premières étapes du processus de fabrication.

4.1.1.1. Matériel actif

Le choix du liquide surchauffé détermine la température d'opération du détecteur. Les freons standards sont moins avantageux que les C_xF_y pour deux raisons : d'une part, ils contiennent du Cl, qui a tendance à former des cristaux à la surface des gouttelettes [52], ce qui peut provoquer de la nucléation hétérogène (voir

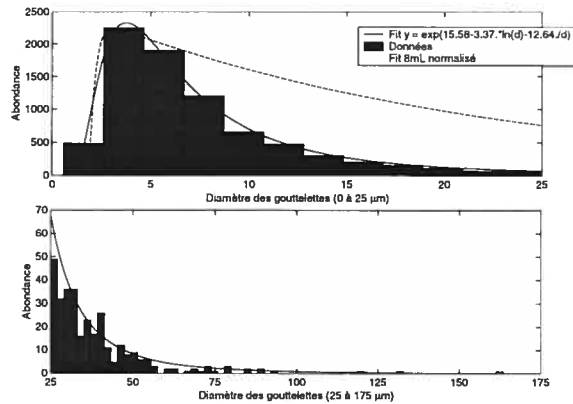


FIG. 4.2: Distribution du diamètre des gouttelettes dans un BD 1L et vue d'un échantillon de gel au microscope (agrandissement $\times 10$).

section 3.1.3.1). D'autre part, ils sont jusqu'à 100 fois plus solubles dans l'eau que les gaz utilisés par *BTI*; en particulier, le C_4F_8 (Dupont 134a) utilisé par *Apfel* est 5200 fois plus soluble que le BD-100 de *BTI*.

Malgré que 18mL de C_xF_y soit introduit lors de la fabrication des BDs, ce qui correspondrait à une proportion de masse active dans le gel de $r_v^{max} = \frac{18mL \times 1.57g/mL}{1590g} = 1.8\%$, une bonne partie n'est pas incorporée au gel et s'évapore; r_v a été évaluée à 0.36% grâce à des mesures au microscope. Cette mesure a aussi permis de déterminer la masse active d'un BD étalon, en comparant le volume de gouttelettes mesuré dans des centaines d'échantillons de gel aux mesures avec la source AcBe (voir section 4.2). La figure 4.2 montre la distribution du diamètre des gouttelettes dans un BD 1L, dont la moyenne se situe autour de $5\mu m$ [90].

Des sensibilités équivalentes ont été obtenues pour les BD-100 et BD-1000 à base de CsCl, dans des contenants en acrylique ou SNO PP, pour des volumes de C_xF_y variant de 18 à 50mL (voir tableaux A.5, A.6, A.7 et A.1). Ainsi la proportion de C_xF_y entrant dans l'émulsion n'augmente pas avec la quantité introduite lors de la fabrication, mais est plutôt déterminée par les réactions chimiques entre les ingrédients, plus précisément des fonctions de partition entre le C_xF_y et le gel.

Le BD "CsCl-07" a été fabriqué avec moins de 9mL de C_xF_y (par comparaison à plus de 18mL pour tous les autres BDs). Il semblerait que dans ce cas, le C_xF_y ait été entièrement incorporé au gel, en supposant que l'évaporation est négligeable entre le moment où le C_xF_y est versé dans le contenant et le moment où le

couvercle est hermétiquement fermé. Cette méthode de fabrication est certainement adéquate pour produire un BD avec une quantité de matériau actif connue, ce qui permettrait de calibrer les BDs de façon absolue.

4.1.1.2. *Emulsion des gouttelettes*

Une fois le couvercle fermé hermétiquement et le contenu dégelé, le contenant est brassé afin de produire l'émulsion des gouttelettes de C_xF_y dans le gel. La vitesse et la durée du vortex déterminent l'uniformité de la distribution des gouttelettes dans le BD, ainsi que leur diamètre. La réussite d'une émulsion, spécialement dans le cas de grands volumes (1L plutôt que 8mL), demande la présence d'un élément solide pour initier le vortex. Ainsi, lors de la fabrication, les ingrédients sont dégelés jusqu'au moment où seulement un glaçon de la dimension d'un gros crayon soit encore solide. Sa dimension doit permettre au vortex de commencer avant qu'il ne fonde, mais limitée de façon à le laisser complètement fondre afin d'être incorporé à l'émulsion. Le contenant est alors placé dans un brasseur bi-axial (voir photo 4.3) pendant 1 minute.

Des tests avec des éprouvettes de 10mL ont montré que la formation et la stabilité du vortex dépendent de la forme du contenant et de la vitesse de rotation. En effet, les éprouvettes plus larges et plus courtes, les éprouvettes à fond arrondi plutôt que plat, et de plus grandes vitesses facilitent la formation de vortex. Or il s'est avéré que les BDs fabriqués dans les deux types de contenants (les SNO PP étant plus minces et plus longs que ceux en acryliques), ont une sensibilité et un type de signal (distribution en fréquence et amplitude) semblables. Ainsi les différences dans la forme du contenant ne sont pas assez marquées pour influencer le vortex. De plus, la vitesse de brassage ne semble pas aussi décisive que le laissaient penser les tests avec les éprouvettes de 10mL. Le tableau A.1 montre que des sensibilités équivalentes ont été obtenues pour des vitesses de brassage 50% plus faibles (à supposer que la variation est linéaire).

Cependant, une quantité beaucoup plus grande de gouttelettes de plus petit diamètre (tel que déduit de la forme des signaux, de plus faible amplitude) est obtenue pour les BDs "slo" avec les mêmes durée et vitesse de brassage. La distribution des gouttelettes ne dépend donc pas seulement du vortex, mais aussi de la composition du gel.

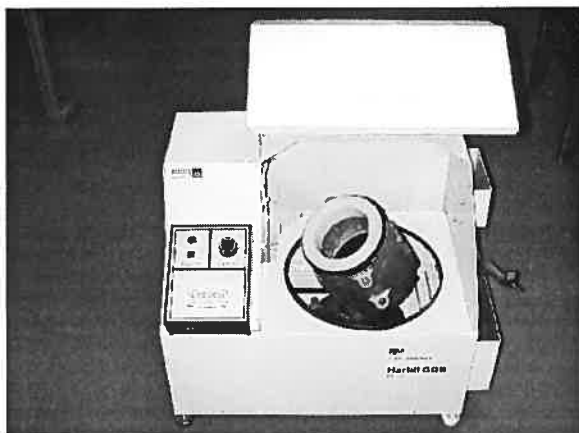


FIG. 4.3: Vortexeur (à gauche) et cloche à pression (à droite).

4.1.1.3. Cloche pressurisée

Lors de la polymérisation du gel, la température grimpe à plus de 30°C (voir section 4.1.1.6), ce qui est nettement au-dessus du point d'ébullition du C_xF_y . Par conséquent, les BDs doivent être comprimés dans une cloche à pression tout au long de la fabrication, pour limiter l'expansion des gouttelettes, et ainsi former un gel de bonne qualité.

Une cloche permettant la compression de BDs de grand volume (jusqu'à 20L, voir photo 4.3) a été conçue et fabriquée pour PICASSO, et est installée à BTI. La pression est appliquée en introduisant de 475 à 600 psi de N_2 ; un support tient les BDs de 1L à proximité de l'ouverture de la cloche, pour permettre de remplir le plus grand volume possible avec de l'eau, et ainsi limiter le danger en cas de fuite ou d'explosion.

Le BD "CsCl-19" est celui qui a passé le moins de temps dans la cloche à pression, soit à peine plus de 1h (voir tableau A.1). Son gel semblait fluide et comportait des fractures lorsqu'il est sorti du cloche à pression, mais sa consistance est devenue semblable à celle des autres BDs après avoir été maintenu pendant quelques jours sous une pression de 125 psi de N_2 .

4.1.1.4. *Recompression des BDs*

Lorsque des bulles apparaissent, la migration de molécules de vapeur provenant du polymère tend à accroître leur volume, et endommager le gel de façon permanente. Les BDs doivent donc être comprimés le plus rapidement et le plus souvent possible. Ceci est particulièrement critique lors de leur transport. La pression peut être maintenue de deux façons : avec 125psi de N₂, ou grâce à un “overlay”, qui consiste à verser 20mL de BD-1000 au-dessus du gel, et de fermer hermétiquement le contenant.

4.1.1.5. *Densité de la solution saline*

Comme le montre la figure A.1, la densité du C_xF_y dépend fortement de la température : 1.6g/cm³ à 0°C, 1.58 à 5°C et 1.56 à 10°C, et la température de la solution n'est pas connue entre les étapes de brassage et de compression dans la cloche. Une erreur sur la densité de la solution saline de $\pm 0.04\text{g/cm}^3$ est fatale car le C_xF_y s'accumule au fond du contenant par simple décantation ; lorsque le BD est sorti de la cloche de pression, le moindre choc le fait exploser, ce qui projette le gel contre le couvercle, et la pression est telle que le gel est détruit en sortant par le trou du couvercle et par la fente entre le couvercle et le collet. L'effet est d'autant plus dramatique avec les contenants SNO PP étant donnée leur forme cylindrique, alors que les contenants en acrylique ont une forme légèrement cônique, ce qui évite l'accumulation du gaz au fond du contenant.

Une série de mesures expérimentales ont été entreprises pour déterminer la température du gel avant et pendant la polymérisation, pour parvenir à équilibrer sa densité à celle du gaz au moment critique. A la lumière de ces résultats (voir section 4.1.1.6), deux BD-1000 ont été fabriqués avec succès, en ciblant la densité de la solution de CsCl à 1.60g/cm³.

Idéalement, les BDs seraient brassés jusqu'au moment où la réaction de polymérisation se déclenche ; la densité du sel aurait alors beaucoup moins d'importance, puisque la viscosité augmente avec la température. Le problème réside dans la nécessité de manipuler le contenant avant de l'installer dans la cloche à pression : l'enlever du brasseur, enlever la vis pour le mettre à la pression ambiante, insérer de l'huile minérale, et finalement refermer la cloche à pression. Le temps total pour ces opérations est d'au moins 10min, ce qui laisse beaucoup de temps

au C_xF_y pour décanter. La sensibilité et le niveau de bruit de fond de la prochaine génération de BDs bénéficierait certainement d'un procédé de fabrication qui permettrait le brassage à l'intérieur de la cloche de pression.

4.1.1.6. *Thermodynamique de la polymérisation*

L'étude de l'évolution de la température de polymérisation (T_p) nous a permis d'expliquer les échecs de fabrication des BD-1000 (voir section 4.1.1.5). La qualité et les propriétés du gel, la dimension des gouttelettes et leur forme, et donc l'acoustique du détecteur, en dépendent. La T_p a été enregistrée en fonction du temps pour 5 types de gels, dans deux types de contenants, dans deux environnements différents (voir fig.4.4). Le but est d'ajuster le procédé de fabrication de façon à ce que la réaction de polymérisation survienne rapidement, pour éviter la décantation du C_xF_y , tout en minimisant l'élévation en température, et ainsi permettre au gel de se former autour de gouttelettes plutôt que de bulles.

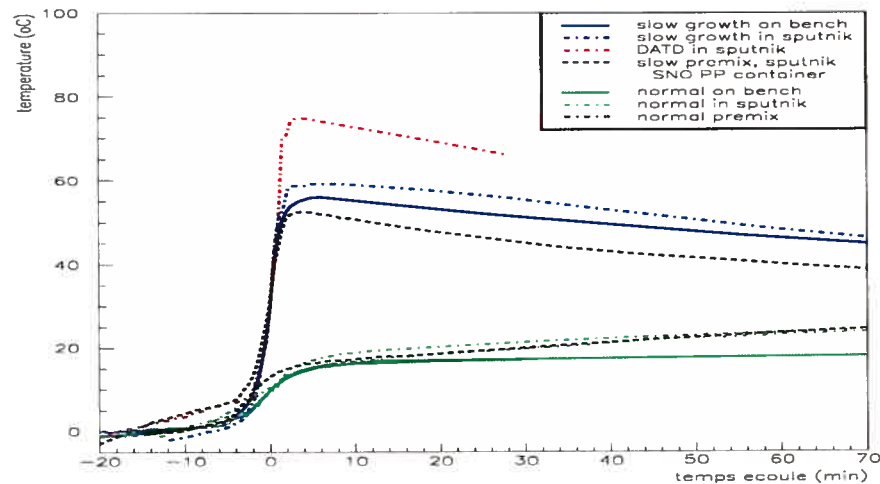


FIG. 4.4: Courbes de température de polymérisation pour différents types de gels dans deux environnements différents.

Le tab.4.1 résume les résultats d'une dizaine d'essais avec différents types de gel et conditions expérimentales. Il s'est avéré que la T_p ne dépend que de la composition du gel, mais pas de l'environnement (contenant, cloche à pression, etc) dans lequel la réaction se produit. La polymérisation des gels pré-mélangés se produit à une température de 3°C inférieure à celle des gels standards, et atteint une température maximale de 3°C inférieure aussi. L'ingrédient clé des

gel	environnement	température	durée
normal	air libre	2-15°C	10 min
	cloche	6-15°C	10 min
	premix	-1-11°C	10 min
slo	air libre	10-55°C	6 min
	cloche	10-59°C	6 min
	sans CsCl	10-75°C	6 min
	premix	7-47°C	6 min

TAB. 4.1: Paramètres de polymerisation.

BDs de type “slo” (voir section 4.1.2.2) est responsable de la grande élévation en température ; son effet est ralenti par la présence de sucre.

4.1.1.7. *Huile minérale*

Une couche d’huile minérale est versée sur le dessus de l’émulsion avant de mettre le BD dans la cloche à pression pour éviter que le N_2 n’entre en solution, et ne compromette la qualité du BD. En effet, dans le cas du BD “sno-01”, sur lequel on avait négligé de verser de l’huile minérale, une couche de presque 1cm de gel très mousseux et de couleur blanche opaque a été observée dans le haut du BD, et a dû être enlevée.

D’autre part, après la compression dans la cloche à pression, les excédents de surfactant et de C_xF_y se retrouvent aussi dans cette couche d’huile ; il faut donc la manipuler prudemment, sous la hotte. L’huile récupérée après la compression du BD “sno-07” a produit une explosion extrêmement sonore, et l’huile a été projetée jusqu’au plafond. La couche d’huile est aussi remplie de petites bulles de diamètre uniforme ($\sim 2\text{mm}$), certainement de N_2 , et doit être renouvelée pour ne pas causer de faux signaux de bulles.

4.1.1.8. *Solution tampon*

Le pH de la solution doit être ajusté à une valeur de 6 lors de la polymérisation pour produire un gel de bonne qualité. De plus, l’ajout d’une solution tampon est essentiel pour compenser le changement de pH se produisant lors de la polymérisation, le surfactant montant le pH à 10 ou plus.

Le BD “CsCl-pur-02” a été fabriqué sans solution tampon, dans le but de limiter les sources de contamination radioactive. Or lorsque sorti de la cloche à

pression, le haut du gel était rempli d'énormes bulles non comprimées. 20% du gel fût enlevé ; notons que le reste semblait normal (le gel fût sorti du contenant pour inspection visuelle).

4.1.1.9. *Initiateur de polymérisation (APS)*

L'*APS* dégèle plus lentement que les autres ingrédients, et parfois des grumeaux blancs sont présents dans la solution après le brassage. Ceci causerait les dépôts blancs observés dans les BDs "CsCl-pur-01" et "CsCl-07" (possiblement présents dans d'autres BDs aussi). Ces dépôts disparaissent après quelques jours de compression avec N_2 .

Dans le cas des gels dits "pré-mélangés" (voir section 4.1.1.6), l'*APS* est mélangé avec 150-250mL de solution avant de le congeler. De cette façon, il entre en contact avec le *temed* plus rapidement, ce qui accélère la réaction de polymérisation, et raccourcit le temps entre le brassage et la compression. Le BD "sno-09" a été fabriqué de cette façon ; effectivement, le temps de fonte et de brassage manuel fût 20% moins long (voir tableau A.1).

4.1.2. **Autres types de gel**

Le gel à base de CsCl est le gel standard pour les dosimètres à neutrons *BTI*, il s'agit donc du gel dont les paramètres de fabrication sont les mieux connus. Cependant, outre son coût, l'utilisation de CsCl pose un problème majeur à long terme : le *Cs* et le *Cl* sont des sources de bruit de fond qui pourraient éventuellement limiter la sensibilité des détecteurs. En effet, le Cl a une grande section efficace d'absorption de neutron, menant à l'émission d'un proton de 600 keV, l'isotope ^{137}Cs est un important émetteur γ , et le *Cs* a une grande section efficace de production de photoélectrons. Il est donc essentiel de développer des techniques de fabrication basées sur d'autres types de gel. Dans la présente section sont présentés les différents types de gel fabriqués jusqu'à ce jour, en ordre chronologique. Notons que les résultats exposés dans cette thèse ont tous été obtenus grâce à des BDs à base de CsCl ou d'acetate de sodium (aceNa).

4.1.2.1. *Gel à base de NaBr*

Trois BD-1000 de 1L ont été faits à base de NaBr dans des contenants en acrylique. Le gel obtenu est beaucoup plus rigide que les gels à base d'acetate

de sodium et de CsCl. Ceci se reflète dans le signal acoustique : le gain de pré-amplification a dû être augmenté d'un facteur 5, et malgré cela, la distribution des signaux en amplitude est très étendue. Une importante proportion des événements enregistrés par les piezos sont des signaux atypiques, qu'on ne retrouve pas dans le cas des détecteurs aceNa et CsCl. Ces signaux sont attribués à des vibrations du gel dans le contenant.

L'apparence du détecteur, plus translucide dans le haut et de plus en plus opaque vers le bas, laissait supposer une distribution très peu uniforme des gouttelettes. Pour vérifier cette hypothèse, les moitiés du haut et du bas d'un des détecteurs NaBr ont été calibrées séparément. Pour ce faire, le gel de "NaBr-03" a été sorti de son contenant, et littéralement découpé à l'aide d'un couteau de cuisine. Les deux moitiés ont été remises dans le contenant rempli d'huile minérale, pour être recomprimées pendant plus de 1h30. Chaque moitié a été calibrée individuellement, remises à nouveau dans le contenant rempli d'huile minérale, recomprimées pendant plus de 1h30, et finalement calibrées simultanément.

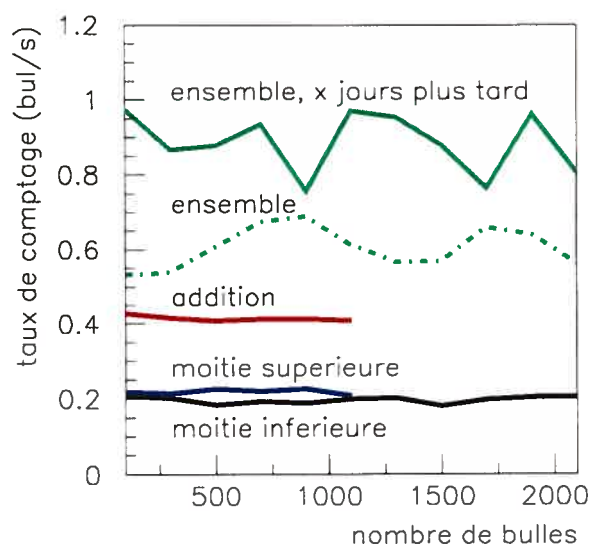


FIG. 4.5: Détecteur à base de NaBr, dont les moitiés supérieure et inférieure ont été calibrées séparément, puis ensemble.

Les résultats nous montrent que les deux moitiés ont une sensibilité équivalente (voir fig.4.5 et tab.A.3 pour les données). De plus, la moitié la plus translucide, qui semblerait contenir le moins de gouttelettes, est en fait un peu plus sensible que

la moitié opaque. Ainsi la distribution des gouttelettes est uniforme, et l'opacité du gel n'est pas reliée à la quantité de masse active.

Le taux de comptage des deux moitiés réunies est au moins 50% plus élevé que la somme des taux de comptage obtenus pour chacune moitié. Ceci pourrait s'expliquer de plusieurs façons : une partie du son serait absorbée par l'huile, ce qui causerait la perte d'une partie du signal lorsque les moitiés sont calibrées individuellement ; ou une couche d'air se forme entre les deux moitiés lorsqu'elles sont remises ensemble, et l'interface n'est pas lisse, causant des signaux n'étant pas reliés à des gouttelettes du gel, mais ayant une forme similaire.

Ce type de gel n'a plus été utilisé pour la fabrication des détecteurs, à cause de ses mauvaises qualités acoustiques ; ce problème pourrait être contourné en plaçant le piezo en contact direct avec le gel. Ce type de détecteur nous aura appris que l'opacité du gel n'est pas corrélée à la présence de gouttelettes.

4.1.2.2. *Gel de type "slo"*

BTI a développé le gel de type "slo" pour une application qui nécessitait des détecteurs en forme de galette (dans des vases petri) devant être laissés actifs pendant de longues périodes de temps, i.e. de l'ordre d'une semaine. Le "slo" a pour but de ralentir l'expansion des bulles une fois qu'elles ont explosé, et a pour effets secondaires de limiter la taille des gouttelettes, de produire un gel beaucoup plus rigide et élastique, et d'augmenter la proportion de masse active d'un facteur 3 ou plus.

La recette est semblable à celle des BDs à base de CsCl, mais le bis-acrylamide est remplacé par un ingrédient, qui augmente la dimension des pores du polymère, et augmente la quantité de liens entre les maillons du polymère. Du sucre est ajouté, et a pour rôle de remplir ces pores. Cependant, la purification et l'évaporation du sucre sont problématiques (voir section 5.2.4) ; le sucrose pourrait éventuellement être remplacé par un autre type de longue molécule.

4.1.2.3. *Gel à base d'acetate de sodium (aceNa)*

Le sel d'acetate de Na (CH_3COONa) utilisé à BTI est produit sous forme de cristaux hygroscopiques : $C_2H_3O_2Na + 3 \times H_2O$. Masse molaire totale = 104 g/mol, m.m. du CH_3COONa = 82 g/mol, m.m. H_2O = 22 g/mol. 650g d'aceNa sont utilisés pour la fabrication d'un BD de 1L, ce qui correspond à 512.5g/L de CH_3COONa . Les gels à base d'aceNa ont une densité finale de 1.15g/cm³, ce qui

est nettement inférieur à celle des C_xF_y , ainsi les gouttelettes sont maintenues en place par viscosité (du moins en partie). Ce type de gel semble avoir une durée de vie plus longue que les gels à base de CsCl, qui ont tendance à se fracturer avec le temps.

Un des meilleurs détecteurs fabriqués à ce jour en terme de sensibilité, bruit de fond et durée de vie est le BD "aceNa". Nous avons tenté d'améliorer la charge active en augmentant la quantité de C_xF_y lors de la fabrication de deux BDs à base d'aceNa : 50mL de C_xF_y pour BD "aceNa-02" et "aceNa-05", par comparaison à 20mL pour "aceNa-01". Le gel de ces BDs s'est avéré instable, fluide et laiteux. Les étalonnages montrent qu'ils contiennent des gouttelettes, mais les résultats ne sont pas reproductibles ; le gel ne semble pas conserver les gouttelettes ayant formé des bulles. Il semblerait donc que de grandes quantités de C_xF_y interfèrent avec la formation du gel à base de aceNa.

4.1.2.4. Conclusion

Une nouvelle méthode de fabrication a été testée à BTI avec un gel à base de glycol : elle consiste à fabriquer des BDs en injectant le gel et le liquide surchauffé dans un contenant par deux capillaires emboîtés l'un dans l'autre. Ceci est très prometteur pour la fabrication de BDs de grand volume, par contre le choix de C_xF_y et l'intervalle de température d'opération sont restreints du fait que la viscosité diminue au-delà de 30°C.

La compagnie BTI fabrique des milliers de dosimètres commerciaux par année, et obtiennent des sensibilité variant d'un facteur de 2 à 5. Les sensibilités des BDs 1L sont étonnamment reproductibles d'un type de gel à l'autre, pour les contenants en acrylique et en SNO PP.

4.2. SENSIBILITÉ DES DÉTECTEURS PICASSO

Les premiers détecteurs PICASSO consistaient en des dosimètres à neutrons commerciaux, fabriqués par la compagnie BTI [56]. Leur conception a ensuite été développée pour répondre aux exigences de la détection de la matière sombre, c'est-à-dire grand volume actif et bas bruit de fond. Jusqu'à présent, il y eût trois générations de détecteur PICASSO : 1- petit volume : 8mL, galettes, 60mL, Apfel ; 2- grand volume (1L) ; 3- grand volume et bas bruit de fond ; cette dernière génération a servi à la mesure à SNO (voir sections 4 et ??).

Le rendement d'un détecteur est obtenu en le calibrant avec la source AcBe à la température de référence (celle de la pièce pour les BD-100, 44°C pour les BD-1000), et en normalisant par la distance à la source d . La limite sur la section efficace est obtenue à partir des taux de comptage en bruit de fond, mesurés sur une certaine durée avec une certaine quantité de masse active (bul/h/g). La masse active ($m.a.$) d'un BD est obtenue en normalisant sa sensibilité par celle d'un BD étalon dont la masse active ($m.a.e.$) a été précisément déterminée.

$$\text{sensib (bul/neu/cm}^2\text{)} = \frac{\Gamma_{AcBe} \text{ (bul/s)}}{\Phi_{neu} \text{ (neu/cm}^2\text{/s)}} \quad \text{où } \Phi_{neu} = \frac{1.32 \times 10^5 \text{ neu/s}}{4\pi d^2 \text{ cm}^2}$$

$$m.a. (g) = \frac{\text{sensib (bul/neu/cm}^2\text{)}}{\text{sensib étalon (bul/neu/cm}^2\text{)}} \cdot m.a.e. (g)$$

Les tableaux A.4, A.5, A.6 et A.7 donnent les moyennes de toutes les mesures prises avec chacun des détecteurs, au laboratoire RJA-Lévesque à Montréal pour les étalonnages, et dans le labo PICASSO ou le labo SNO pour les mesures de bruit de fond. L'erreur montrée est simplement statistique, et ne tient pas compte des erreurs systématiques. Environ 100 bulles par mesure sont comptées dans le cas des 8mL, pour obtenir une statistique satisfaisante sans toutefois abimer le détecteur. Des dizaines de milliers de bulles sont comptées dans le cas des 1L; les erreurs montrées dans les tableaux A.5 et A.6 tiennent alors compte des écarts entre les différents étalonnages. Les statistiques sont beaucoup plus faibles pour les mesures de bruit de fond; les données sont montrées à titre indicatif.

4.2.1. Détecteurs de petit volume

Dans les débuts du projet PICASSO, et ce jusqu'en 2001, tous les efforts étaient consacrés à la caractérisation des BDs. Pour cette tâche, l'utilisation de détecteurs de petit volume est idéale, car ils ne sont pas sensibles aux effets exposés à la section 4.2.3.

4.2.1.1. BDs standards de 8mL

Les détecteurs PICASSO de la première génération sont fabriqués commercialement par BTI [56], et consistent en des éprouvettes de polycarbonate de 8mL, remplies d'un gel à base de CsCl dans lequel se trouve une émulsion de gouttelettes de C_xF_y . La méthode de fabrication est la même que pour les BD 1L (voir

section 4). Différents types de gel (CsCl, aceNa) et de gaz (BD-100, BD-1000) ont été testés avec ce format.

Un échantillonnage des gouttelettes a été effectué à l'aide d'un microscope, montrant une distribution du diamètre de 5 à $60\mu\text{m}$, piquée à $10\mu\text{m}$. Les gouttelettes dont le diamètre est inférieur à $30\mu\text{m}$ produisent des bulles inaudibles, ne contribuant pas à la sensibilité du détecteur. Environ 0.45% du volume du détecteur ayant servi à ces mesures (voir tableau A.4) est occupé par des gouttelettes, ce qui correspond à une masse active totale de $\sim 0.074\text{g}$ [77].

Leur longue durée de vie rend ces détecteurs faciles d'utilisation : certains BD-100 ont servi à des dizaines de rampes de mesures d'environ 100 bulles à des températures variant de 0 à 35°C , sans perte notable de sensibilité. Par contre, l'eau s'évapore tranquillement à travers le contenant en polycarbonate, ce qui assèche les détecteurs 1-2 années après leur fabrication dans le cas de gels au CsCl, beaucoup plus rapidement dans le cas de l'aceNa.

Ce type de détecteur a servi à produire la première limite sur la section efficace dépendante du spin publiée par le groupe PICASSO [69], et a permis de comprendre le fonctionnement des détecteurs à bulle, plus particulièrement les seuils de déclenchement (voir section 3.2.1). Leur petit volume permet de définir les seuils de détection avec précision, étant donné que l'atténuation des neutrons par le gel est négligeable.

BDs hlil : Le gel des détecteurs "high loading long lasting" est fait à base de "DATD" (voir section 4.1.2), dans des éprouvettes avec un enduit limitant l'assèchement. Ces BDs se sont effectivement avérés plus que 3 fois plus sensibles que les BD standards, ainsi la méthode de fabrication "DATD" permet d'augmenter significativement la proportion de matériau actif. Ils n'ont cependant pas pu servir à une mesure de bruit de fond : les gouttelettes sont trop petites et le gel trop opaque pour le comptage à l'œil nu, et à l'époque, le système DAQ ne permettait pas de compter plusieurs détecteurs simultanément.

4.2.1.2. *Dosimètres Apfel*

Les dosimètres à neutron de la compagnie Apfel ont aussi été testés. Leur sensibilité et leur volume sont équivalents aux dosimètres BTI, mais leur technique de fabrication est complètement différente : il s'agit ici d'une émulsion de CH_2FCF_3 pour les SDD-100, C_4F_8 pour les SDD-1000, obtenue grâce à une seringue vibrante, dans du glycérol (voir section 4).

Des mesures au microscope ont montré que le diamètre des gouttelettes est d'environ $100\mu\text{m}$ et est extrêmement uniforme. Le taux de comptage lorsque exposé à des neutrons de 1MeV produits par le TANDEM diminue de moins de 10% après la production de plus de 15 000 bulles. Etant donné l'uniformité du diamètre des gouttelettes, la détermination de leur nombre total permet de déduire la quantité de matière active totale du détecteur. Une mesure d'appauvrissement a donc été effectuée avec le TANDEM, 80 000 bulles ont été comptées, ce qui permet de déduire que le SDD contient une masse totale de C_4F_8 de 0.06g, ce qui est consistant avec l'évaluation extraite de l'échantillonnage au microscope d'un BD-100 standard (voir section 4.2.1) [77].

La compagnie Apfel a tenté de faire des plus grands volumes (60mL), mais ces détecteurs se sont avérés instables. Cette technique de fabrication n'a pas été poussée plus loin, à cause de la perte de sensibilité graduelle intrinsèque à cette technique, qui rend difficile de reproduire les résultats et de caractériser précisément un détecteur.

4.2.1.3. *Galettes*

Dans le but d'augmenter le volume (et donc la masse active), des détecteurs ont été construits dans des vases *petri*, rempli du mélange habituel de gel à base de CsCl et de gaz BD-100. Les galettes sont conservées dans de l'huile minérale, et peuvent être empilées pour former un plus gros détecteur. La distribution des gouttelettes dans un détecteur galette a été étudiée à l'aide d'un microscope (une tranche de 0.3mm de gel a été regardée sur 3-4 plans de focus, découpés en 4×9 carreaux de $0.2\text{mm} \times 0.2\text{mm}$). Ces mesures ont permis d'évaluer la densité de gouttelettes à environ 1000 par mm^3 de gel. Ainsi le rapport de volume actif (r_v) obtenu avec cette technique de fabrication est comparable à celui obtenu avec les éprouvettes de 8mL.

Cinq détecteurs de type galette ont été étudiés avec la source AcBe (voir tableau A.2) dans un récipient rempli d'huile minérale dans laquelle le piezo trempe directement (et non collé à la surface du récipient). Chaque galette a été calibrée individuellement, puis des groupes de galettes simultanément; les résultats sont donnés dans le tableau A.2.

Ces mesures ont été prises dans les débuts du projet, le système DAQ et la procédure d'étalonnage n'étaient pas encore au point. Les mesures des galettes individuelles comptent donc seulement environ 60 bulles chacune, ce qui laisse

place à une grande erreur statistique. Il s'est avéré qu'en comparant le taux de comptage des galettes mesurées individuellement à celui des galettes mesurées simultanément, l'écart entre les taux additionné et mesuré est de l'ordre de l'erreur statistique. Ainsi, compter plusieurs galettes ensemble donne un taux de comptage équivalent à l'addition des taux de comptage de chacune des galettes comptée individuellement. Il serait donc envisageable de fabriquer des détecteurs de plus grand volume en superposant des gels fabriqués indépendamment.

4.2.2. Détecteurs de grand volume

Le taux de comptage des BDs 8mL en bruit de fond étant extrêmement faible, les statistiques obtenues sont nettement insuffisantes pour extraire une limite sur la section efficace du neutralino. Il est donc devenu nécessaire de développer des BDs comportant une plus grande quantité de masse active : une deuxième génération de détecteurs a été fabriquée selon la procédure exposée à la section 4, en augmentant simplement la quantité des ingrédients entrant dans la fabrication des 8mL par un facteur $1L/8mL = 125$.

La deuxième génération de détecteurs PICASSO consiste en des BDs fabriqués dans des contenants de 1L en acrylique commerciaux ; la quantité de matériau actif s'est avérée comparable à celui des BDs 8mL. Le tab.A.5 résume les résultats des étalonnages avec la source AcBe, ainsi que les mesures de bruit de fond. Les tableaux A.6 et A.7 montrent que de façon générale, la sensibilité et le niveau de bruit de fond des détecteurs fabriqués avec une même méthode de fabrication sont uniformes. Il serait donc en principe possible de traiter plusieurs BDs équivalents comme un seul, et ainsi obtenir un détecteur modulaire de plus grand volume. Notons que les BD "CsCl-04" et "aceNa-01" sont significativement plus sensibles que les autres ; une corrélation avec l'utilisation de filtres de $0.45\mu\text{m}$ lors de la filtration de la solution avant sa congélation a été avancée, et devrait être vérifiée.

La figure 4.6 montre qu'en l'absence de toute source externe de radiation, le taux de comptage en fonction de la température du BD 1L "aceNa" suit exactement la réponse α , puis augmente exponentiellement à haute température à cause de la sensibilité aux m.i.ps. D'autre part, il semblerait aussi que les BDs faits à base d'aceNa ont un niveau de bdf nettement inférieur à celui des BDs faits à base de CsCl ; ceci serait explicable par une contamination radioactive plus grande du CsCl brut. Le niveau de bruit de fond du BD "slo-01" est inférieur à celui des BDs

au CsCl (voir tableau A.6); ceci s'expliquerait par le fait que 40% moins de sel de CsCl entre dans sa fabrication (voir section 4).

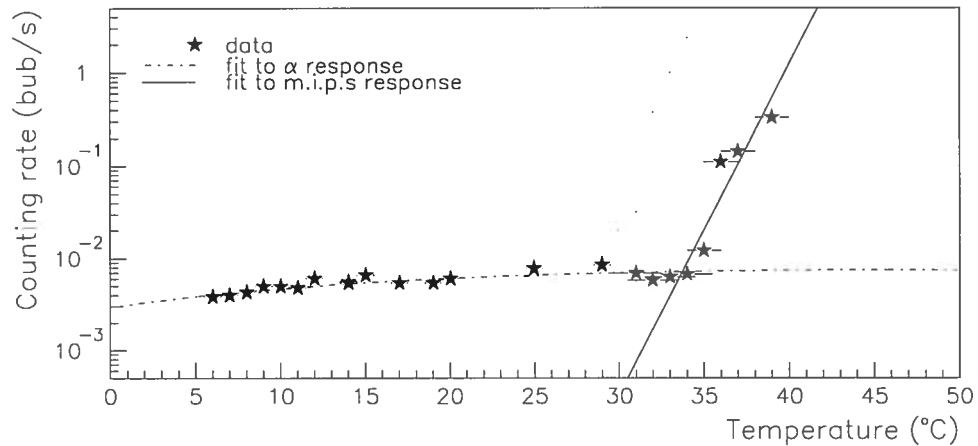


FIG. 4.6: Mesure de bruit de fond d'un BD-100.

La deuxième génération de BDs a permis d'augmenter significativement la masse active des détecteurs PICASSO, mais le bruit de fond est clairement dominé par des sources d'émetteurs α , et ce haut niveau de bruit de fond ne permet pas d'extraire une limite compétitive sur la section efficace du neutralino. Pour ce faire, des BDs de bas bruit de fond ont dû être développés. Le chapitre suivant traite de la réduction de la contamination α , et le chapitre 6 expose les résultats obtenus grâce à cette troisième génération de détecteurs PICASSO.

4.2.3. Erreurs systématiques

La plupart des mesures d'étalonnage avec la source AcBe ont été effectuées sans contrôle de température, à la température de la pièce, qui elle peut varier de 20°C à 25°C; ceci est particulièrement critique dans le cas des BD-1000. Au cours de l'été 2001, des mesures sur l'uniformité de la température ont montré qu'un BD de 1L prend de l'ordre d'une heure pour atteindre une température uniforme suite à une variation de 1°C. Il a aussi été montré que les senseurs de température doivent être collés aux détecteurs, et isolés de l'air ambiant, pour atteindre la température cible.

L'environnement immédiat des BDs lors des mesures a varié considérablement. Les étalonnages des BDs 8mL ont été faits alors que la source AcBe était encore mobile; elle fût ensuite installée dans un environnement blindé ("château Leroy").

Dans cet enclos de béton, les BDs 1L étaient posés sur des blocs de paraffine pendant certaines périodes; à d'autre moments, ces blocs ont été remplacés par une table et différents agencements de planches de styromousse. Lors des mesures de bruit de fond, les BDs 8mL étaient placés dans un récipient balayé au N_2 , plongé dans de l'eau, et entouré de paraffine, alors que la plupart du temps, les BDs 1L étaient simplement disposés sur une table de laboratoire, sans aucun blindage. Ces différents environnements ont certainement affecté le spectre des neutrons produits par la source AcBe; les mesures sont néanmoins consistantes.

Les mesures de bruit de fond avec les 8mL ont été faites dans les débuts du projet : le taux de comptage était mesuré à l'oeil, sans tenir compte des bulles qui se trouvent dans le haut des BDs, cachées par l'auto-collant *BTI*. Des amplis, piezos et programmes commerciaux ont ensuite été utilisés pour les mesures avec le TANDEM, pour finalement être remplacés par un système DAQ développé spécifiquement pour PICASSO pour la troisième génération de BDs (voir chap.6). Les efficacités de ces méthodes de DAQ sont possiblement significativement différentes.

4.2.3.1. *Atténuation des neutrons par le gel*

Dans le but d'évaluer l'effet de l'atténuation des neutrons par le gel dans les mesures de bruit de fond ou d'étalonnage, un BD de 8mL a été calibré dans l'air, à la même distance de la source au milieu d'un contenant en acrylique, dans ce même contenant rempli d'eau, puis rempli de gel. Le BD de 8mL a ensuite été déplacé jusqu'à toucher le bord du contenant, une fois à proximité de la source, l'autre fois à l'opposé.

Une diminution du taux de comptage de 56% est observée lorsque le détecteur est séparé de la source par toute l'épaisseur du gel, 25% s'il n'est séparé que par la paroi du contenant. Une combinaison des effets dûs à la distance de la source, de l'absorption et de la diffusion des neutrons par l'environnement expliqueraient cette absorption. L'étude du comportement des neutrons avec leur environnement est extrêmement complexe, et fait l'objet d'une étude par simulation Monte-Carlo.

4.2.3.2. *Etude de la fatigue des détecteurs*

Le taux de comptage des étalonnages de longue durée (plus de 1000 bulles) décroît graduellement, comme le démontre la figure 4.7. La mesure décrite dans ce paragraphe cherche à vérifier l'hypothèse que cette diminution est due à un

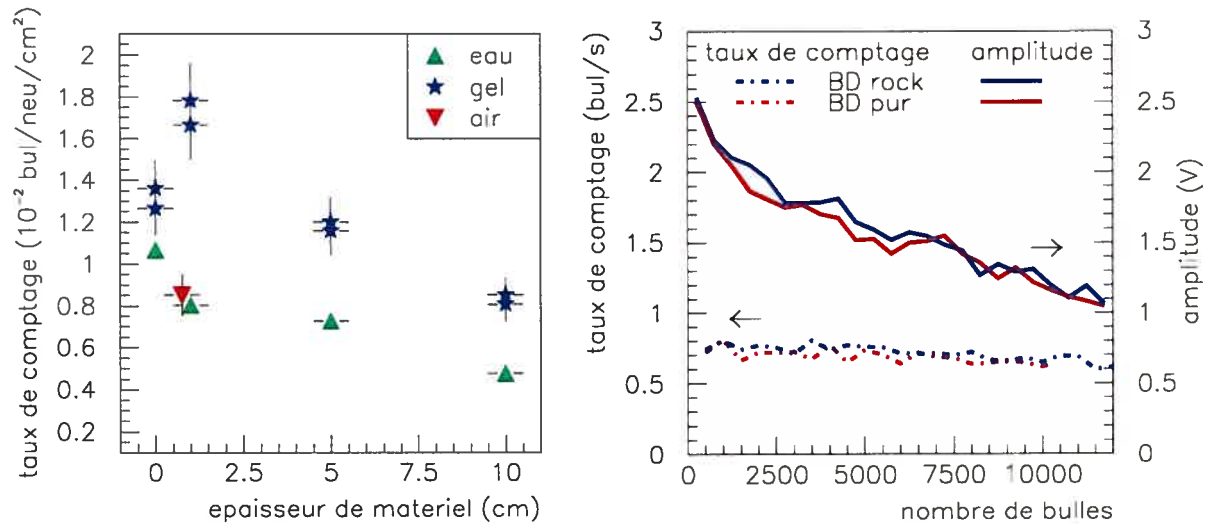


FIG. 4.7: Atténuation du taux de comptage en fonction de l'épaisseur de matériel absorbant (à gauche), et en fonction du nombre de bulles accumulées dans le BD (à droite).

épuisement en gouttelettes dans le détecteur. Deux BDs ont servi à cette mesure : "CsCl-05", qui est environ trois fois moins sensible que "CsCl-05", et contient donc trois fois moins de gouttelettes ; selon l'hypothèse mentionnée plus haut, son taux de comptage devrait chuter plus rapidement. Chaque détecteur a été calibré dans les mêmes conditions, avec une bonne statistique (plus de 10 000 bulles).

Il s'est avéré que le taux de comptage de BD "CsCl-pur-01" ne diminue pas plus rapidement que celui de BD "CsCl-05", et que les amplitudes des signaux sont semblables dans les deux cas, diminuant de la même façon avec le nombre de bulles accumulées. De plus, cet effet est d'autant plus important que la température diminue. Ainsi il semblerait que la diminution du taux de comptage lors de longues mesures serait imputable à une dégradation des propriétés acoustiques du gel, et non pas à une fatigue du détecteur. La similitude en apparence et en amplitude des signaux entre les détecteurs "CsCl-05" et "CsCl-pur-01" indique aussi que l'utilisation de CsCl purifié n'influence pas les propriétés acoustiques du gel ni l'émulsion du matériel actif (diamètre et distribution des bulles).

CONCLUSION

Une procédure de fabrication de détecteurs de 1L a été développée, et permet de produire des BDs de longue durée de vie et de sensibilité satisfaisante et reproductible. La masse active est maintenant suffisante pour obtenir des statistiques intéressantes en vue de l'obtention d'une nouvelle limite sur la section efficace. Cependant la sensibilité des BDs peut être compromise par les différentes sources de bruit de fond, en particulier la contamination interne en émetteur α ; ce sujet est traité au chapitre suivant.

Chapitre 5

RÉDUCTION DU BRUIT DE FOND α

Nous avons vu aux chapitres précédents que les prédictions théoriques sur la section efficace du \mathcal{X}_0 (et des WIMPs en général) sont extrêmement faibles, et que pour prétendre à sa détection, le bruit de fond doit être réduit à un niveau inférieur au taux de comptage attendu pour les \mathcal{X}_0 . Celui produit par la contamination α des matériaux est particulièrement critique, car il augmente avec la masse active, et constitue de ce fait une limite intrinsèque à la sensibilité des détecteurs. La première partie de ce chapitre est consacrée à définir les niveaux de radioactivité acceptables, et les différentes techniques de purification permettant d'atteindre ces objectifs sont décrites. Ensuite une technique de mesure de faible radioactivité est exposée et caractérisée, et finalement les résultats expérimentaux sont comparés aux critères définis en première partie, donnant un aperçu du potentiel de PICASSO en tant que détecteur de matière sombre.

5.1. NIVEAU MAXIMAL DE RADIOACTIVITÉ ACCEPTABLE

PICASSO vise la détection des \mathcal{X}_0 en mesurant le recul des ^{19}F diffusés. L'existence des \mathcal{X}_0 n'étant pas démontrée, le but à long terme du projet est d'atteindre une sensibilité suffisante pour vérifier les prédictions théoriques sur les section efficaces. Les plus optimistes se situant autour de 1 événement/kg/j, cette valeur constitue le premier objectif des projets de détection de matière sombre présentement en développement. Il s'agit donc de réduire le taux de comptage en bruit de fond à ce niveau pour que PICASSO devienne un projet majeur en détection de matière sombre.

Les principaux obstacles à cet objectif sont les différentes formes de bruit de fond provoquant des reculs nucléaires, les rendant indistinctes des \mathcal{X}_0 . Dans le cas de PICASSO, il s'agit des neutrons et des α présents dans l'environnement. Les neutrons et les α produits par le Rn de l'air ambiant peuvent être éliminés à force de blindage ; cependant les α émis à l'intérieur des BDs sont impossibles à blinder.

La radioactivité des matériaux constitue donc la limite la plus contraignante à la sensibilité des détecteurs PICASSO. Le *critère de purification* est défini comme étant le niveau de pureté minimal (ou niveau radioactivité maximal) permettant d'atteindre un taux de comptage provenant du bruit de fond d'au maximum une bulle par kg de ^{19}F par jour.

5.1.1. Critère de purification

Dans cette section seront exposées la méthode et les différentes hypothèses servant à la détermination du niveau maximal de radioactivité des matériaux composant les détecteurs PICASSO. La contamination interne la plus critique est celle du C_xF_y , puisque toute particule α émise à l'intérieur d'une gouttelette a une probabilité de presque 100% de déclencher une nucléation ; une telle contamination limiterait considérablement la sensibilité des détecteurs. La deuxième source en importance est certainement le sel composant le gel, car il représente 49% de la masse totale du BD, le reste étant principalement composé d'eau. La collaboration SNO étant parvenue à obtenir un niveau de pureté de 3×10^{-15} g/g de Th, 4.5×10^{-15} g/g d'U, on suppose dans un premier temps que l'eau ne contribue pas à la contamination totale des BDs. Les critères de purification sont donc calculés pour la masse active (C_xF_y), le CsCl et les autres ingrédients entrant dans la fabrication, représentant pour leur part 6% du gel. Le tableau suivant rapporte les proportions de ces différents éléments dans le cas des BDs de la 3e génération.

$$\frac{m_{C_4F_{10}}}{m_{gel}} = 0.0036 \quad \frac{m_{^{19}\text{F}}}{m_{C_4F_{10}}} = 0.798 \quad \frac{m_{^{19}\text{F}}}{m_{gel}} = 0.00287 \quad \frac{m_{\text{CsCl}}}{m_{gel}} = 0.493 \quad \frac{m_{\text{ing} \neq \text{CsCl}}}{m_{gel}} = 0.06$$

Nous avons vu au chap.3 que les émetteurs α présents dans la nature proviennent principalement des chaînes U et Th ; le calcul du critère est donc uniquement basé sur ces deux sources. Le taux de comptage produit par une source donnée dépend de son abondance dans le matériel étudié, de son activité et de son efficacité à déclencher une nucléation. L'efficacité α (ϵ_α) et le nombre de α produit par désintégration ($\# \alpha / des$) sont discutés à la section 3.2.2.3 ; notons que dans le cas du C_xF_y lui-même, le calcul de l'activité maximale acceptable doit tenir compte du fait que $\epsilon_\alpha \sim 100\%$ et que tous les α des chaînes de désintégration dont le $t_{1/2}$ est plus grand que le cycle des BDs¹ sont efficaces ($\epsilon_{geom} \sim 100\%$). Le tableau suivant résume ces paramètres.

¹Etant donné que $\epsilon_\alpha \sim 100\%$, les α émis à la suite d'un premier α ne peuvent pas déclencher de nucléation, sauf si les gouttelettes ont été recomprimées entre temps.

activité	Bq/g	gaz $\epsilon_\alpha \sim 100\%$		gel $\epsilon_\alpha = 1.05\%$	
		# α /des	# bul/g/s	# α /des	# bul/g/s
^{238}U	12437.44	6	74625	6.75	881.5
^{232}Th	4044.90	3	12135	3.24	137.7

TAB. 5.1: Activité des chaines de désintégration de l'U et du Th et taux de comptage produit dans les BDs.

L'équation 5.1.1 met en évidence le critère établi plus haut, soit 1 événement par kg de ^{19}F par jour. L'équa.5.1.2 donne un exemple de calcul pour le niveau maximal de ^{238}U acceptable dans le CsCl.

$$\text{critère : } \frac{\#bul}{g(^{19}\text{F}) \cdot s} < 1.157 \times 10^{-8} \frac{\#bul}{g(^{19}\text{F}) \cdot s} \equiv 1 \text{ ev/kg/j} \quad (5.1.1)$$

$$\frac{m_{U-238}}{m_{CsCl}} = \frac{\frac{\#bul}{g(^{19}\text{F}) \cdot s}}{\frac{\#bul}{g(^{238}\text{U}) \cdot s}} \cdot \frac{m_{^{19}\text{F}}}{m_{gel}} \cdot \frac{m_{gel}}{m_{CsCl}} \quad (5.1.2)$$

$$= \frac{1.157 \times 10^{-8}}{881.5} \cdot \frac{0.00287}{0.493} = 7.65 \times 10^{-14} \quad (5.1.3)$$

Les critères calculés pour les différentes composantes des BDs sont rapportés au tab.5.2. Les calculs sont basés sur un rapport signal sur bruit de 1 :1, c'est-à-dire que les taux de comptage provenant des différentes sources de bruit de fond sont au maximum équivalents au critère établi de 1 bul/kg/j. Par conséquent, si les ingrédients sont purifiés de façon à respecter le niveau de radioactivité exigé par les critères de purification, la radioactivité totale interne des BDs ne causera pas un bruit de fond supérieur à 6 bulles par kg de ^{19}F par jour. Ceci devrait permettre de séparer suffisamment le signal présumé de \mathcal{X}_0 du bruit de fond pour constituer une découverte.

CxFy		CsCl		autres	ingrédients
^{238}U	^{232}Th	^{238}U	^{232}Th	^{238}U	^{232}Th
1.24×10^{-13}	4.70×10^{-13}	7.65×10^{-14}	4.90×10^{-13}	6.29×10^{-13}	4.03×10^{-12}

TAB. 5.2: Critères de purification pour les différents éléments des BDs, donnés en g/g pour un taux de comptage de 1 bul/kg/j.

Pour fins de comparaison, le critère sur le niveau d'activité maximal acceptable du D_2O à SNO est déterminé de façon à ce que le taux de production de neutrons ne dépasse pas 10% de celui produit par les ν solaires. Ceci mène à une limite de

3×10^{-15} g/g de Th, 4.5×10^{-15} g/g d'U ; étant donnée la faible concentration saline (0.02%), une limite supérieure de $\sim 10^{-13}$ g/g d'U,Th pour une concentration saline de 10% suffit pour atteindre ces objectifs. Donc en principe, les critères calculés pour PICASSO seraient atteignables.

Le reste du chapitre sera consacré aux techniques permettant d'atteindre de tels niveaux de radiopureté ; le défi est aussi de parvenir à développer une technique dont la résolution permet de mesurer de si faibles activités, et ainsi démontrer que les critères sont satisfaits.

5.1.2. Techniques de purification

Les expériences SNO et PICASSO ont en commun deux éléments essentiels : le signal attendu est très faible, et le détecteur est composé d'eau salée ($D_2O + NaCl$ pour la 2e phase de SNO). La radiopureté du medium est critique pour le succès de l'expérience, car la présence de radioactivité peut dans les deux cas imiter le signal attendu, sans discrimination possible. Le grand succès de SNO est dû en grande partie au fait que les critères de purification aient été atteints ; deux techniques ont été développées pour y parvenir, soit les résines de MnOx et l'échange ionique avec le HTiO. Nous avons donc adapté ces techniques pour l'aceNa et du CsCl (détails à la section 5.1.3).

SNO purifie continuellement les H_2O et D_2O , et effectue des contrôles de radiopureté périodiquement (typiquement 1-2 fois par mois) en les faisant circuler dans un système comprenant des colonnes de MnOx et des filtres couverts de HTiO. Ceux-ci sont ensuite retirés du système, et l'activité qu'ils ont accumulée est extraite et mesurée afin de déterminer l'activité présente dans le détecteur.

5.1.2.1. *MnOx*

Une colonne de MnOx consiste en un cylindre de 1L constitué de PP SNO (voir section 5.3.3.1) rempli de résine de MnOx à travers laquelle l'eau circule avec un débit maximum de 20 L/min. La résine de MnOx est obtenue en oxydant partiellement des billes d'acrylique (diamètre $\sim 600\mu m$) en les plongeant dans du permanganate ($NaMnO_4 \times H_2O$ (0.25M)) à haute température (94°C) et en présence d'acide sulfurique (H_2SO_4 (0.1M)) pendant environ 1h, dans une proportion de 1kg de billes dans 4L de solution. Les billes sont alors recouvertes d'un dépôt brun foncé de Mn_3O_4 et $MnOOH$, dont les proportions exactes ne sont pas déterminées. Observé au microscope électronique, le dépôt consiste en

une couche sur la surface de la bille, et d'aiguilles (longueur $\sim 0.3 - 0.5\mu\text{m}$) orientées approximativement perpendiculairement. Les billes d'un diamètre de 0.015-0.033" sont ensuite sélectionnées (environ 800g de billes par production de 1kg), résultant en une densité moyenne de Mn de $\sim 0.45 \pm 0.1 \text{ g/m}^2$, permettant un compromis entre l'efficacité d'extraction, la capacité du radon de diffuser à travers la couche de résine, et la production de fines poussières due à l'usure du revêtement des billes.

L'efficacité d'extraction du Ra de l'eau par le MnOx est d'environ 90% pour un revêtement de $0.5 \pm 0.1\%$ g Mn / g de bille, et la capacité d'absorption du Ba et du Ra est de $\sim 300 \text{ mg/g}$ de bille. Les autres atomes ont moins d'affinité pour le MnOx, en particulier le Th, pour lequel l'efficacité d'extraction est de moins de 10%. La sensibilité optimale de cette technique telle que mesurée par la coll. SNO est de $\sim 5 \times 10^{-16} \text{ g Th/cm}^3$ de D_2O , et $\sim 2 \times 10^{-16} \text{ g Th/cm}^3$ de H_2O ; la sensibilité devient moindre dans le cas de solutions dont la concentration saline dépasse 10% [80].

5.1.2.2. HTiO

Les molécules de HTiO (hydroxyde de titane, composition non-stoéchiométrique) ont une grande affinité avec les atomes lourds, comme le Ra et le Th. Le HTiO est utilisé dans l'industrie nucléaire en tant qu'échangeur d'ion inorganique pour l'extraction d'ions lourds. La technique de purification par HTiO a été développée à l'Université d'Oxford pour contrôler les niveaux résiduels de ^{212}Pb , ^{224}Ra et ^{228}Th dans le D_2O et le H_2O à SNO. Le HTiO consiste en une suspension colloïdale, produite à partir de l'hydrolyse de sels de Ti, formant des particules de 1-100 μm , avec un mode à 10 μm . La solution de HTiO est préparée en ajoutant 400mL de $Ti(SO_4)_2$ (concentré à 15%) à 3L d'eau ultrapure, puis en ajustant le pH à 12 avec 3.5L de NaOH (0.5M). La solution est rincée et centrifugée à plusieurs reprises, puis le précipité est combiné à de l'UPW pour produire un total de 5kg de solution. Pour déterminer la concentration en Ti de la solution de HTiO ainsi produite, un échantillon de cette solution est dissoute dans du H_2SO_4 (3M) avec 3% de l'eau ultra-pure, puis l'échantillon est analysé et comparé à des solutions de Ti étalon [80][84].

5.1.3. Adaptation des techniques pour PICASSO

Les techniques de purifications développées à SNO ont d'abord été testées à petite échelle, à l'Université Carleton (Ottawa) entre mai et août 2001, sur des solutions d'aceNa et de CsCl à des concentrations d'environ 10%, 25% et 53% (cette dernière correspondant à la concentration saline des BDs), marquées avec des source de Ra, U et Th. Afin d'éliminer toute source externe de radioactivité, tout le matériel est **ultra-lavé** selon le protocole suivant : 1) lavage à l'eau chaude et au savon de laboratoire, 2) bain ultrasonique pendant 1h avec de l'eau chaude et du *Radiacwash*, dans une proportion de 1 pour 20 (1 pour 40 dans le cas de matériel neuf), 3) rinsage avec de l'eau chaude, et finalement 4) rinsage avec de l'eau ultrapure.

Solutions marquées à l' ^{238}U et ^{232}Th . Les échantillons de solution marquée au U,Th sont analysés par spectrométrie de masse par la compagnie *Seastar* (Vancouver), dont la limite de détection est de 0.5-2 ppt (0.5-2 parties dans 10^9) pour des solutions salines diluées à une concentration de 0.05%, afin de ne pas saturer les appareils de mesure.

La quantité de dopant ajoutée aux solutions servant aux tests est calculée de façon à obtenir une activité résiduelle 10 fois plus grande que la limite de détection, en considérant une efficacité d'extraction d'un facteur 100. Une concentration de 0.25 ppm (0.25 parties dans 10^6) de dopant entre donc dans les solutions à tester. Le marquage au Th est fait à base d'une source de $1015\mu\text{g/mL}$ de ^{232}Th dans du HNO_3 (5%); $246\mu\text{L}$ de cette source est utilisé par L de solution saline. Le marquage à l'U est fait à base d'une solution d'acetate d'uranyl (0.445 g/L); 1mL de cette solution est utilisé par L de solution saline.

Solutions marquées au ^{226}Ra . Les échantillons marqués au Ra sont analysés à Carleton University, grâce à un compteur au Ge. La source ayant servi à marquer les solutions salines a été calibrée à $1\mu\text{Ci}$ de ^{226}Ra par mL en juillet 1996; environ $100\mu\text{L}$ de cette source sert à marquer 500mL de solution saline, afin d'obtenir un filtrat ayant une activité résiduelle équivalente à 10 fois la résolution du compteur Ge(Li), en supposant une purification d'un facteur 100.

Le filtrat des solutions marquées au Ra est récupéré dans des bouteilles *Nalgene* de 125mL , qui sont déposées sur le dessus d'un compteur Ge(Li) dans un petit château de plomb de 3" d'épaisseur. Deux lignes caractéristiques de la chaîne

de désintégration du ^{226}Ra sont analysées : le ^{226}Ra lui-même (186 keV), et le ^{214}Bi (609 keV), dont l'activité diminue avec la demi-vie du Rn (3.8 jours), qui le précède dans la chaîne de désintégration (voir fig.A.2. En effet, le taux de comptage de la ligne 186 keV mesurée quelques heures après la purification ne diffère pas significativement de celle mesurée après quelques jours, alors que la ligne 609 keV diminue considérablement.

Toutes les mesures, incluant les mesures de bruit de fond, ont été faites en présence du même blindage. Le signal du Ge(Li) est amplifié puis analysé par le programme *Aptec*. Son spectre fût régulièrement calibré grâce à deux sources : ^{241}Am (γ 60keV), et ^{137}Cs (γ 662 keV). Les bruit de fond intrinsèque au Ge(Li), mesuré en l'absence d'échantillon, et le bruit de fond dû à l'environnement, calculé par *Aptec*, sont soustraits du taux de comptage.

5.1.3.1. Méthode et résultats

Pour chacun des tests, 500mL-1L de solution saline est préparée ; un certain volume de la solution originale et de la solution marquée sont conservées comme référence : 100mL dans le cas des mesures avec le Ge(Li), 60mL pour *Seastar*. Tous les résultats obtenus avec le Ge(Li) et par *Seastar* montrent que l'activité des échantillons de solution non marquée est en-deça de la résolution. L'activité de la solution de référence (marquée mais non purifiée) est conséquente avec la quantité de dopant ajoutée à la solution de départ, et est nettement au-dessus de celle de la solution purifiée. Ceci démontre la fiabilité des mesures par le Ge(Li) et par *Seastar*, qui mesure à l'aveugle les échantillons dans des bouteilles Nalgene de 60mL en teflon.

Tests avec le MnOx. La solution à purifier doit être neutre pour que le MnOx soit efficace ; du NaOH(1M) ou du HCl(0.3M) lui sont donc ajoutés. La solution marquée est filtrée à travers des colonnes de MnOx de 1cm³, remplie avec 1.3-1.5g de billes de MnOx, avec un flot de 1-1.6 cm³/min, obtenu grâce à une pompe péristaltique. 3-4 échantillons d'environ 100mL de filtrat successifs sont récupérés de façon à mesurer la fatigue de la résine de MnOx.

Les résultats obtenus avec les colonnes de MnOx sont donnés dans le tableau 5.3. Le MnOx se révèle très efficace pour l'extraction du Ra ; la purification est de presque 100% pour l'aceNa 10% et le CsCl 10%, et ne montre pas de fatigue. L'efficacité est moins bonne pour des concentrations de 25%, mais semble

meilleure pour l'aceNa 25% que pour le CsCl 25%. De plus, les premiers échantillons montrent une plus faible activité que les derniers, ce qui indique une saturation de la colonne de purification. L'efficacité tombe à moins de 50% dans le cas d'une solution d'aceNa 53%, et ce dès le premier échantillon.

Les résultats obtenus par SNO sur la purification de l'eau par le MnOx montrent que l'efficacité de purification du U,Th est très faible ; elle s'est effectivement révélée nulle dans le cas du aceNa 10%. Le MnOx a tout de même une efficacité modérée pour le CsCl 10% marqué au U,Th, qui s'atténue rapidement avec la quantité de solution filtrée, indiquant une fatigue rapide du MnOx.

Solution		Volume purifié			
dopant : Ra		100	200	300	400 mL
	CsCl 10%	98 ± 2	100 ± 2	98 ± 2	100 ± 2
	25%	68 ± 6	80 ± 7	52 ± 7	
	aceNa 10%	100 ± 3	100 ± 3	98 ± 2	99 ± 2
	25%	92 ± 3	88 ± 3	70 ± 3	67 ± 3
dopant : U		100	200	500	900 mL
	CsCl 10%	43 ± 1	30 ± 1	20 ± 1	7 ± 1
	aceNa 10%	0	0	0	0
dopant : Th		100	200	500	900 mL
	CsCl 10%	28 ± 1	1.1 ± 1	11 ± 1	13 ± 1
	aceNa 10%	0	0	0	0

TAB. 5.3: Efficacité de purification du ^{226}Ra , ^{238}U et ^{232}Th par le MnOx en fonction du volume de solution purifié, pour des solutions d'aceNa et de CsCl de différentes concentrations.

Tests avec le HTiO. Une solution de 2.3 mg par mL de HTiO précipité (voir section 5.1.3.2), brassée pendant 1h avant chaque usage, et des filtres de 20 cm² de surface et dont le diamètre des pores est de 0.22µm, ont été utilisés pour tester deux techniques de purification : a) le HTiO est mélangé directement à la solution saline pendant 2h, qui est ensuite filtrée, b) les filtres sont couverts de 9.2-10mL de HTiO (dans le but de reproduire les conditions de SNO : filtres de 0.5m² de surface enrobés de 2g de HTiO) ; la solution entre en contact avec le HTiO lors de la filtration. Les résultats sont montrés dans la figure 5.1.

Selon cette série de tests, le HTiO est très efficace pour extraire l'U,Th du CsCl et aceNa 10%, mais semble moins efficace pour le Ra. Son efficacité augmente avec sa concentration, en particulier dans le cas de la solution d'aceNa 25%, et dans le

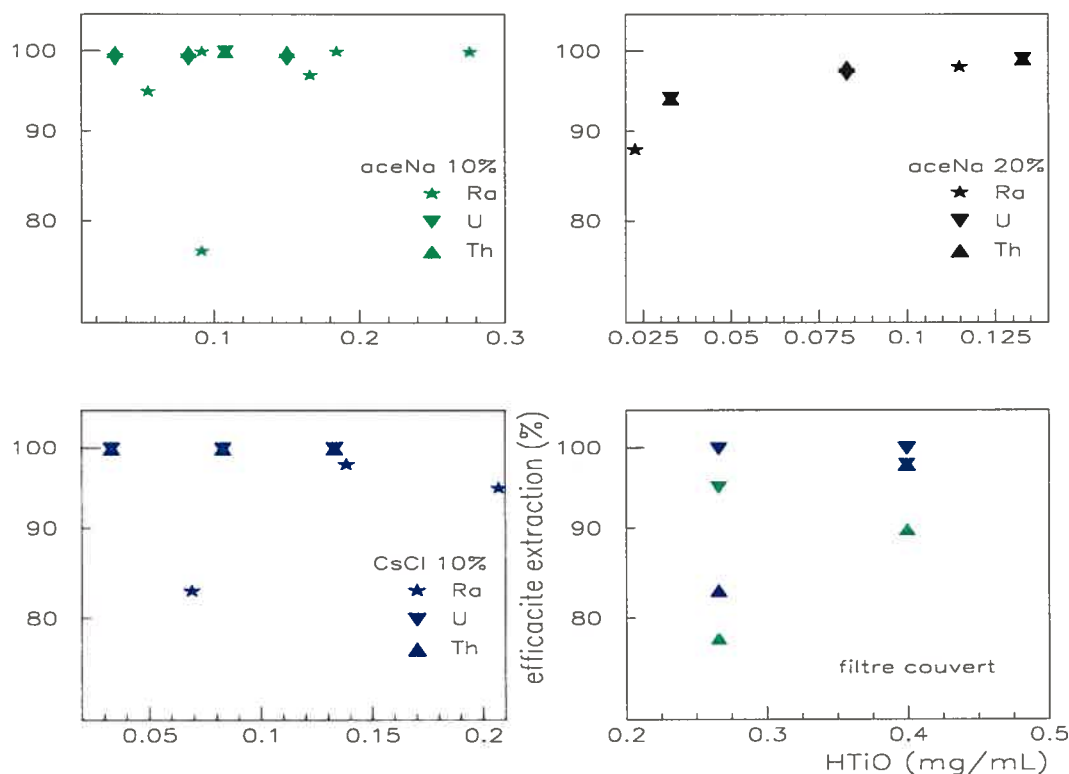


FIG. 5.1: Efficacité de purification du ^{226}Ra , ^{238}U et ^{232}Th par le HTiO, pour des solutions d'aceNa 10% (a), aceNa 20% (b) et CsCl 10% (c), grâce à la technique de brassage (a,b,c) et de filtre couvert (d).

cas des solutions marquées au Ra. Par ailleurs, l'efficacité de purification du HTiO est meilleure pour de plus faibles concentrations salines (10% plutôt que 25%). De meilleurs résultats sont obtenus lorsque le HTiO est mélangé à la solution, plutôt que déposé sur le filtre; cette 2e technique semble mieux fonctionner pour le Th que pour l'U. Notons qu'aucune différence n'a été observée pour les filtrations avec des pores de $0.1\mu\text{m}$ ou de $0.22\mu\text{m}$.

5.1.3.2. Conclusions

De façon générale, l'extraction est significativement moins efficace pour des concentrations salines de 25% et de 53% que pour de faibles concentrations (10%), et les résultats sont aussi plus difficilement reproductibles. Pour ces raisons, les solutions salines sont systématiquement diluées à une concentration de 10% lors de la purification. Une efficacité d'extraction du ^{226}Ra de presque 100% est obtenue

avec le MnOx, et de la même façon, une efficacité d'extraction de l' ^{238}U , ^{232}Th de presque 100% est obtenue avec le HTiO en solution avec l'aceNa ou le CsCl. Ces deux techniques sont donc complémentaires et ont le potentiel d'éliminer la radioactivité α des sels d'aceNa et CsCl entrant dans la fabrication des BDs.

5.2. TECHNIQUE DE MESURE DE FAIBLES NIVEAUX DE RADIOACTIVITÉ

Les niveaux d'activité des matériaux doivent être mesurés afin de démontrer que les exigences du critère de purification sont remplies; or ces niveaux sont extrêmement faibles, il est donc nécessaire pour ce faire d'employer des techniques d'une très grande sensibilité. La condition établie par SNO est d'obtenir une incertitude d'au plus 10% du niveau d'activité total permis par les critères de purification; avec une telle résolution, l'erreur sur le signal devient négligeable par comparaison aux erreurs statistiques et autres erreurs systématiques. L'activité résiduelle après la purification de l'eau est extrêmement faible (de l'ordre de 10^{-15} g U,Th /g, [84]) et devient très difficile, voire impossible à mesurer avec les méthodes conventionnelles. La technique d'extraction au HTiO a été développée par la coll. SNO dans le but de déterminer de façon absolue la contamination en Ra et Th en concentrant l'activité de plusieurs tonnes d'eau purifiée dans quelques mL d'acide, dont l'activité devient assez importante pour être mesurable. Cette méthode a été adaptée aux besoins de PICASSO, dans ce cas, l'activité de $\sim 800\text{g}$ de sel est concentrée dans 24mL d'acide. Le reste de cette section est dédiée à exposer cette méthode et les résultats obtenus.

5.2.1. Extraction au HTiO

Une extraction au HTiO standard à SNO se déroule en 4 principales étapes : dépôt, extraction, élution, concentration secondaire et comptage. Le dépôt consiste à enrober la membrane d'un ultrafiltre *Mediakap* avec du HTiO, à travers lequel 200t de D_2O ou 30t de H_2O sont passés. L'ultrafiltre est rincé à l'acide, qui est récupéré et mélangé à du scintillateur, et finalement compté par coïncidence $\alpha - \beta$ (voir section 5.2.2). A chaque étape correspond une certaine efficacité, et chacune doit être déterminée précisément afin de déduire l'activité intrinsèque de la solution filtrée.

L'efficacité d'extraction est la fraction de radioactivité filtrée (A_{filt}) par rapport à la radioactivité présente dans la solution initiale (A_{init}) : $\epsilon_{extr} = \frac{A_{filt}}{A_{init}}$. L'efficacité d'élution est la fraction de radioactivité lavée du filtre (A_{elu}) par rapport à la radioactivité présente dans le filtre (A_{filt}). Notons que les efficacités de chacune des n éluions effectuées consécutivement sur le même filtre ne sont pas nécessairement identiques.

$$\epsilon_1 = \frac{A_1}{A_{filt}} = \frac{A_1}{\epsilon_{extr} \cdot A_{init}} \quad (5.2.1)$$

$$\text{pour la } n^{\text{e}} \text{ éluion, } A_n = \epsilon_{extr} \cdot A_{init} \cdot \prod_{i=1}^{n-1} (1 - \epsilon_i) \cdot \epsilon_n \quad (5.2.2)$$

$$\text{pour } m \text{ éluions, } \epsilon_{elu} = \frac{\sum A_n}{A_{filt}} = \sum_{n=1}^m (\prod_{i=1}^{n-1} (1 - \epsilon_i)) \cdot \epsilon_n \quad (5.2.3)$$

L'efficacité d'extraction totale tient compte des étapes d'extraction et d'élution : $\epsilon_{tot} = \epsilon_{extr} \cdot \epsilon_{elu}$. L'efficacité de comptage de la coïncidence $\alpha-\beta$ ($\epsilon_{\alpha\beta}$) dépend de l'équilibre des chaines radioactives, des rapports d'embranchement des réactions de désintégration, ainsi que de l'efficacité de la mesure de la scintillation, comme l'efficacité quantique des photomultiplicateurs par exemple. Le tableau 5.4 donne les valeurs des différents paramètres définis ci-haut, telles que déterminées par de très nombreuses mesures effectuées sur du NaCl et UPW, par des scientifiques experts de la collaboration SNO.

efficacité des procédés	extraction	95%	$\pm 5\%$
	élution ($m = 3$)	75%	$\pm 5\%$
	totale ($m = 3$)	90%	$\pm 7\%$
taux de comptage de la n^{e} éluion		Γ_n	$\Gamma_1 = 0.4 \cdot \Gamma_{filt}$
			$\Gamma_2 = 0.4 \cdot \Gamma_{filt}$
			$\Gamma_3 = 0.2 \cdot \Gamma_{filt}$
coïncidence $\alpha - \beta$	$\epsilon_{\alpha\beta}^{226}\text{Ra}$	60%	$\pm 10\%$
	bruit de fond ^{226}Ra	0.03	cph
	$\epsilon_{\alpha\beta}^{224}\text{Ra}$	45%	$\pm 5\%$

TAB. 5.4: Paramètres standards des extractions au HTiO à SNO.

L'efficacité de la purification par HTiO dépend du volume passant par les ultrafiltres, de la pureté initiale de la solution filtrée, du flot par unité d'aire de filtration, et de la concentration de l'enrobage de HTiO (g/m^2). La détermination de la contamination en U et Th requiert que les conditions d'équilibre des chaines de désintégration, ainsi que de toute espèce radioactive émanant à l'intérieur du

système, soient connues. Dans le cas du D_2O salé (0.02% NaCl), l'efficacité d'extraction est de $100^{+0}_{-16}\%$. Cependant, des mesures effectuées à Carleton University sur des solutions de NaCl (0.5%) dopées au ^{224}Ra ont donné 94 à 97% d'efficacité, ainsi l'efficacité d'extraction considérée pour du D_2O salé ou pur est de $95 \pm 5\%$ [80].

La méthode et la composition des solutions ont été considérablement modifiées dans le cas de PICASSO, ces valeurs doivent donc être ré-évaluées. La prochaine section est consacrée aux tests effectués pour élaborer la nouvelle procédure, les suivantes (5.2.2) aux résultats sur les efficacités de purification et à la détermination de la contamination intrinsèque des matériaux servant à la fabrication des détecteurs PICASSO.

5.2.2. Procédure d'extraction PICASSO

A partir des tests à petite échelle effectués à Carleton University (voir section 5.1.3) et des procédures développées par SNO, une procédure complète d'extraction au HTiO a été développée afin de mesurer les activités résiduelles après la purification du CsCl, aceNa et éventuellement des autres ingrédients composant les BDs.

Comme nous avons vu à la section 5.1.3, la solution saline doit être diluée à une concentration de 10% avant d'être purifiée. Ainsi les $\sim 800\text{g}$ de CsCl entrant dans la fabrication d'un BD de 1L représentent un volume de solution saline de $\sim 8\text{L}$. Les volumes de solution purifiée sont donc beaucoup plus modestes que dans le cas de SNO (10L comparé à 30-200 t), par contre la concentration saline est beaucoup plus importante (10% comparée à 0.02%). Une quantité de 10-20g de HTiO par m^2 de surface de filtre a été choisie, soit 20 fois plus que la concentration utilisée pour la technique d'ultrafiltration développée à Oxford pour SNO. La procédure d'extraction PICASSO comporte 4 des 5 étapes de la procédure SNO ; les détails sont donnés dans le PSTR-02-013 [90]. Notons que tous les matériaux utilisés sont préalablement lavés selon la procédure de lavage ultrasonique SNO [81].

- (1) Dépôt (fig.5.2) : 800g de CsCl brut sont mélangés à 8L d'eau ultra-pure dans une bouteille *Nalgene* de 10L. Un volume de solution de HTiO précipité, correspondant à 320mg de HTiO, est ajouté à la solution saline, qui est ensuite brassée à l'aide d'un brasseur orbital pendant 30min-1h. La solution repose pendant au moins 5h afin de laisser le HTiO se déposer au fond de la bouteille.

- (2) Extraction : la solution saline est passée à travers 2 filtres *Mediakap-10*, placés en parallèle sur la ligne de purification. Le début de la filtration se déroule assez rapidement, puis ralentit à mesure que la quantité de HTiO s'accumule dans les deux filtres. Lorsque seulement $\sim 500\text{mL}$ de solution reste dans la bouteille, de l'eau ultra-pure lui est ajoutée pour rincer les parois de la bouteille afin de récupérer la totalité du HTiO.

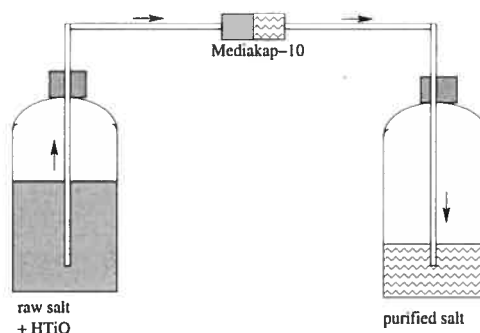


FIG. 5.2: Illustration de l'étape du dépôt dans le processus d'extraction au HTiO.

- (3) Elution (fig.5.3) : une fois la solution saline filtrée, la membrane du filtre est mise en contact avec de l'acide nitrique (4mL de HNO_3 0.3M) pendant environ 15 minutes, dissolvant ainsi toute la radioactivité extraite par le HTiO. L'efficacité d'élution dépend (entre autres) de la force de l'acide et du temps de contact. Cette étape est effectuée au moins 3 fois, de façon à récupérer le plus d'activité possible.

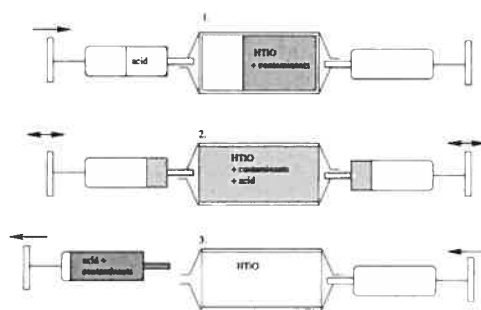


FIG. 5.3: Illustration de l'étape d'élution dans le processus d'extraction au HTiO.

- (4) Coïncidence α - β (fig.5.4) : un maximum de 12mL de solution acide est mélangé à 40g de scintillateur liquide *Hi-Safe 3* dans un récipient *Nalgene* ultrapropre de 60mL. L'échantillon est ensuite déposé sur la photo-cathode d'un photomultiplicateur de 2" de diamètre dans un blindage γ en Cu. La scintillation permet de détecter les particules β et α provenant de la désintégration de l'U et du Th, mesurant ainsi leur abondance.

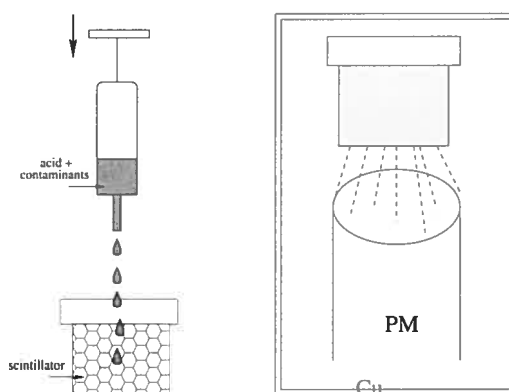


FIG. 5.4: Illustration de la mesure de l'activité par comptage en coïncidence α - β .

La détection de différentes particules en coïncidence permet d'identifier la présence de chaînes de désintégration et de mesurer leur abondance, ainsi que de discriminer très efficacement les événements provenant d'autres sources de radiation. Dans le cas de la chaîne du Th, la coïncidence entre la désintégration β du ^{212}Bi (2.25 MeV) et l'émission α du ^{212}Po (8.95 MeV) permet de signaler la désintégration du ^{214}Bi . Etant donnée la très courte demi-vie du ^{212}Po (300ns), cette technique élimine pratiquement toutes les coïncidences fortuites. Le niveau de bruit de fond est plus élevé dans le cas de la chaîne de l'U car le délai de coïncidence entre le β émis par le ^{214}Bi et le α du ^{214}Po est significativement plus long (162 μs). Un grand soin est porté à l'étanchéité des contenants d'échantillon de façon à bien conserver le Rn, qui autrement aurait tendance à s'évader, coupant ainsi la chaîne de désintégration, faussant le résultat à la baisse. Les chaînes radioactives sont données en annexe A.2.

Trois méthodes ont été testées pour l'étape du dépôt : le mélange direct, comme décrit plus haut, l'enrobage du filtre (méthode standard SNO), et la coprécipitation, qui consiste à introduire le Ti sous forme de $\text{Ti}(\text{SO}_4)_2$, puis de faire

varier le pH de la solution afin de provoquer la précipitation du HTiO. Cependant la co-précipitation risque de laisser des sulfites dans la solution saline, qui pourraient interférer avec les autres ingrédients lors de la fabrication des BDs, et ainsi compromettre leur réussite. Le tableau 5.5 rapporte les efficacités des étapes d'extraction et d'élution, telles que mesurées avec ces différentes techniques.

5.2.2.1. *Contrôle de la contamination externe.*

Etant données les très faibles activités attendues, le contrôle de la radiopureté lors des extractions au HTiO est essentiel. La contamination et le taux d'émanation de Rn de tout le matériel utilisé (gants, béchers, aimants, bouteilles, etc) est préalablement testé, et le matériel sélectionné est ultra-lavé avant chaque manipulation suivant un protocole très précis et exhaustif élaboré par SNO [81].

La radiopureté est contrôlée tout au long des mesures en prélevant directement des échantillons de la solution de travail ; un volume de 10mL de l'échantillon est ensuite mélangé directement avec du scintillateur, pour être compté par coïncidence $\alpha - \beta$. Le taux de comptage correspond alors à la radio-activité de typiquement 1g de sel, ce qui suffit pour détecter une éventuelle contamination externe importante. La résolution d'une mesure par extraction est de 2 à 3 ordres de grandeur meilleure que par échantillonnage direct, fournissant des données beaucoup plus précises et plus représentatives de l'ensemble de la solution.

5.2.3. Efficacité d'extraction

La purification avec le HTiO est un procédé stochastique, ainsi il est attendu que les résultats fluctuent au-delà des simples erreurs statistiques. Les paramètres standards de SNO (tab.5.4) étant déduits de dizaines de mesures, les erreurs sur les efficacités et les contaminations intrinsèques sont données en terme d'écart-type. Dans le cas de PICASSO, plus d'une dizaine d'extractions ont été effectuées sur du CsCl, de l'aceNa, et du sucre afin de déterminer l'efficacité des différents procédés ; certaines solutions ont été marquées avec des dopants afin d'obtenir des taux de comptage élevés même après la purification, fournissant ainsi des données très précises. Les résultats sont rapportés au tab.5.5, les détails des manipulations et calculs sont donnés dans le PSTR-03-002 [90].

Les résultats rapportés au tab.5.5 suggèrent que l'efficacité d'extraction obtenue grâce à la procédure PICASSO est équivalente à celle de la méthode standard SNO (voir tableau 5.4) : $\epsilon_{extr} = 94\%$, mais pour une quantité de HTiO 20 fois

plus grande, et la 3e élution PICASSO comporte proportionnellement significativement plus d'activité : $\left(\frac{\Gamma_3}{\Gamma_{1,2}}\right)_{PIC} \approx 0.51 \gg \left(\frac{\Gamma_3}{\Gamma_{1,2}}\right)_{SNO} \approx 0.25$. Ceci indique que la méthode PICASSO rend le procédé d'élution beaucoup moins efficace que la méthode standard SNO : $\epsilon_{elu}^{pic}(m=3) = 51\%$, $\epsilon_{elu}^{pic}(m=5) = 74\%$ par comparaison à $\epsilon_{elu}^{sno}(m=3) = 75\%$. Il serait possible d'améliorer ϵ_{elu} en augmentant le nombre de filtres pour une même quantité de HTiO, cependant l'efficacité d'extraction n'augmente pas infiniment avec la quantité de HTiO, mais finit par saturer.

technique	ϵ_{extr}	élutions	ϵ_{elu}
filtre enrobé	(8.6 \pm 0.5) %	1, 2	(33.7 \pm 13.4) %
co-précipitation	(89.5 \pm 1.0) %	3, 4, 5	(26.7 \pm 15.8) %
mélange direct	(93.9 \pm 2.6) %	1 + 2 + 3	(51.4 \pm 14.3) %
		1 + 2 + 3 + 4 + 5	(73.9 \pm 17.7) %
		nombre d'élutions	ϵ_{tot}
		$m = 3$	(48.2 \pm 13.5) %
		$m = 5$	(69.4 \pm 16.7) %

TAB. 5.5: Efficacité d'extraction pour différentes techniques de purification, efficacité d'élution, et efficacité totale de la procédure standard par mélange direct de HTiO (160mg/filtre).

Il semblerait que la méthode d'extraction par filtre enrobé soit très peu efficace dans le cas de PICASSO ; ceci pourrait s'expliquer par le fait que beaucoup moins de Ti entre en contact avec la solution (37.5mg Ti/filtre dans le cas du filtre enrobé, 160mg Ti/filtre pour les mélange direct et la co-précipitation), et que le temps de contact entre la solution et le Ti est beaucoup moins long. Cette technique ne serait donc pas adaptée aux besoins de PICASSO, à cause de la grande concentration saline des solutions à purifier.

Les extractions effectuées sur les solutions purifiées (donc de plus faible radioactivité) semblent moins efficaces que celles effectuées sur des solutions de sel brut, et encore moins efficaces que lorsque comparées à des solutions marquées. Il est aussi très probable que la radioactivité restante après une purification soit sous une forme plus difficile, voire impossible à extraire avec le HTiO.

5.2.3.1. Limite de sensibilité

La sensibilité de l'extraction au HTiO dépend de la quantité de sel utilisée pour la mesure et des efficacités d'élution, d'extraction et de comptage α - β . La

procédure actuelle est effectuée sur 800g de CsCl, ce qui donne lieu à une résolution de 3×10^{-12} g/g, par comparaison à 3×10^{-10} g/g pour un échantillonnage direct. Afin d'obtenir une sensibilité suffisante pour mesurer des niveaux d'activité de l'ordre de ceux définis par le critère de purification, l'extraction devrait se faire sur 21 kg de sel, soit 210 L de solution à 10% de concentration. A titre indicatif, 1.6 tonne de CsCl, soit 16 tonnes de solution, devraient être contrôlés pour démontrer la présence d'une activité inférieure à 10^{-15} g/g.

5.2.4. Mesure de la contamination intrinsèque

Les taux de comptage en coïncidence $\alpha - \beta$ sont mesurés en coups/h pour chacune des n^e éluions (Γ_n). Les 2 premières éluions sont généralement combinées, et la 3^e comptée séparément, dans le but d'évaluer la contamination restante dans le matériau purifié. L'activité A du matériau est donnée en gramme de contaminant par gramme de matériau, et est déduite des Γ_n grâce au calcul suivant :

$$\begin{aligned} \text{par extraction } A_{sel}^x &= \frac{\Sigma \Gamma_n}{\epsilon_{tot} \cdot A_x \cdot M_{sel} \cdot \epsilon_{\alpha\beta}} \\ \text{par échantillonnage de la solution : } A_{sel}^x &= \frac{\Gamma_{ech}}{A_x \cdot M_{sel} \cdot \epsilon_{\alpha\beta}} \end{aligned}$$

où M_{sel} est la masse de sel (ou de sucre) sur laquelle la mesure a été effectuée, A_x est l'activité en Bq/g du contaminant x ($A_{U-238} = 12443$ Bq/g, $A_{Th-232} = 3970$ Bq/g). Le tableau 5.6 rapporte les résultats des extraction non-contaminées effectuées avec les techniques de co-précipitation et de mélange direct sur des solutions d'aceNa, de CsCl et de sucre mélangé à du CsCl au pro rata de la recette de fabrication des BDs de type DATD (section 4.1.2).

5.2.4.1. Contamination externe

Les mesures de la coll. SNO ont montré que l'eau ultra-pure à l'Université Carleton pouvait atteindre une pureté de 10^{-13} g U /g. Une extraction suivant la procédure PICASSO suggère une contamination de l'ordre de 10^{-12} g ^{238}U /g, compatible avec zero, et de 10^{-11} g/g en ^{232}Th . Ceci démontre que des mesures fiables peuvent être obtenues pour des niveaux d'activité de ces ordres de grandeur.

Cependant, plusieurs mesures effectuées à l'Université Carleton et à Montréal ont été perdues à cause de problèmes de contamination. Par exemple, le calcul de l'activité intrinsèque de l'aceNa est basé sur deux mesures, effectuées en même

co-precipitation		^{238}U (g/g)	^{232}Th (g/g)
aceNa 10%	brut	$(7.05 \pm 2.31) \times 10^{-9}$	$(7.18 \pm 8.48) \times 10^{-11}$
CsCl 10%	brut	$(1.11 \pm 0.22) \times 10^{-9}$	$(1.44 \pm 0.72) \times 10^{-10}$
"	purifié	$(2.93 \pm 0.76) \times 10^{-10}$	$(5.86 \pm 1.02) \times 10^{-11}$
"	évaporé	$(2.80 \pm 0.66) \times 10^{-10}$	$(1.86 \pm 0.51) \times 10^{-10}$
mélange direct		^{238}U (g/g)	^{232}Th (g/g)
CsCl 10%	brut	$(2.55 \pm 0.75) \times 10^{-9}$	$(8.51 \pm 5.26) \times 10^{-11}$
	brut	$(2.61 \pm 0.86) \times 10^{-9}$	$(1.17 \pm 0.31) \times 10^{-11}$
	purifié (75g)	$(1.53 \pm 0.53) \times 10^{-10}$	$(2.49 \pm 1.35) \times 10^{-11}$
	purifié (80g)	$(9.16 \pm 3.57) \times 10^{-11}$	$(6.72 \pm 1.92) \times 10^{-11}$
	purifié (105.625g)	$(8.10 \pm 3.64) \times 10^{-11}$	$(3.22 \pm 3.26) \times 10^{-11}$
salt+sugar	bruts	$(1.70 \pm 0.56) \times 10^{-9}$	$(1.85 \pm 0.56) \times 10^{-10}$
moyenne sugar	brut	$(6.52 \pm 2.17) \times 10^{-10}$	$(3.55 \pm 1.59) \times 10^{-10}$

TAB. 5.6: Contamination intrinsèque du CsCl, du sucre et de l'aceNa en gramme de ^{238}U ou ^{232}Th par gramme de sel ou sucre

temps qu'une 3e mesure, qui s'est avérée être contaminée. La source de contamination a été identifiée, il s'agirait du contenant Nalgene de 20L utilisé seulement pour cette 3e mesure, mais il n'est pas exclu que d'autres contaminations aient pu affecter les 2 premières mesures aussi. Ainsi l'activité donnée dans le tableau 5.6 devrait être considérée comme une limite supérieure à l'activité intrinsèque de l'aceNa, et d'autres mesures devraient être effectuées dans un labo vierge (comme SNO) pour en déterminer la valeur absolue.

Ceci souligne l'importance critique du contrôle de la propreté, de l'utilisation de laboratoires dans lesquels aucune contamination n'a jamais été présente, et de la prévention totale de cross-contamination en tout temps, i.e. aucun matériel ne doit être transporté d'un laboratoire à l'autre. Les extractions ayant servi à la détermination des paramètres du tab.5.5 avec des solutions marquées ont été effectuées à l'Université Carleton, alors que les solutions non-marquées ont été effectuées dans le laboratoire de chimie de SNO à Sudbury, et leur radioactivité a été contrôlée par échantillonnage direct.

5.2.4.2. *CsCl*

Toutes les mesures effectuées sur du CsCl brut sont consistantes, par contre celles effectuées avec du CsCl purifié sont un peu plus dispersées, quoique toutes compatibles dans les marges d'erreur. L'activité résiduelle semble diminuer avec la quantité de HTiO utilisée, mais les marges d'erreur ne permettent pas de conclure que l'effet est réel. La comparaison des mesures sur du CsCl brut et du CsCl purifié montre que la procédure standard de purification permet de réduire la contamination en ^{238}U d'un facteur 30.

Notons que pour satisfaire les critères de purification calculés à la section 5.1.1, la solution purifiée de CsCl 10% devra atteindre un niveau de pureté de 10^{-15} g/g, ce qui est équivalent aux meilleurs niveaux atteints pour les H_2O et D_2O à SNO. Il s'agirait donc de la limite ultime de sensibilité des BDs à base de CsCl.

5.2.4.3. *Sucre*

L'extraction au HTiO sur une solution aqueuse de sucre s'est avérée impossible, le filtre se bloquant après seulement quelques 100mL de solution filtrée. Ceci serait causé par la viscosité d'une telle solution, qui étant est très élevée, fait que le HTiO reste en suspension sous une forme colloïdale. Ainsi le HTiO ne peut pas précipiter, ce qui bloque le filtre. Une autre extraction a été effectuée sur une solution de sucre et de CsCl; cette fois, environ 90% de la solution a pu être filtrée avant que le filtre ne bloque. Le sel étant ionique, il permet la coagulation ou l'agrégation de la solution colloïdale, et donc la précipitation du HTiO. Le filtre finit quand même par bloquer, probablement parce qu'une petite partie de la solution demeure sous forme colloïdale.

La contamination du sucre citée dans le tableau 5.6 est obtenue en soustrayant la contribution du CsCl au pro rata de sa masse dans la solution. Il s'agit d'une limite inférieure, car une partie du HTiO décanté n'a pu être filtrée lors de l'extraction (voir PSTR-02-010). Les résultats montrés au tableau 5.6 semblent indiquer que la contamination en ^{238}U du sucre n'excède pas celle du CsCl; par contre, la contamination en ^{232}Th semble plus importante.

D'autres mesures devraient être effectuées pour déterminer la contamination du sucre, cependant l'utilisation du sucre purifié dans la fabrication des BDs est compromise par l'étape de l'évaporation, qui a pour effet de caraméliser la solution

et ainsi dénaturer les propriétés du sucre. Ces résultats devraient guider le choix de la composition des gels des BDs.

5.3. STATUT ET AVENIR

Jusqu'à présent, tous les efforts de purification ont visé à réduire le bruit de fond causé par l'activité en ^{238}U du CsCl. Il s'agit maintenant de vérifier si les critères établis sont satisfaits, et d'entrevoir de quelle façon des sensibilités encore plus grandes que 1 coup/kg/j pourraient être atteintes. Pour ce faire, les sources de contamination autres que l' ^{238}U du CsCl devront être elles aussi réduites.

5.3.1. Satisfaction du critère de purification

Selon les résultats obtenus à la section 5.2.4, l'activité du CsCl purifié avec la procédure de purification actuelle (section 5.2.2) devrait être encore réduite de 2 ordres de grandeur afin de satisfaire les critères de purification calculés à la section 5.1.1. Il est difficile de prévoir si cette technique aura la capacité d'atteindre un tel objectif, cependant, la mise en marche de la colonne de MnOx de 1L construite spécialement pour PICASSO par la coll. SNO contribuerait certainement à la réduction de la radioactivité totale des BDs. Il est donc envisageable d'atteindre une sensibilité de 1 bul/kg/j avec les BDs à base de CsCl, cependant il demeure essentiel de poursuivre le développement de la prochaine génération de détecteurs, pour éventuellement être en mesure de tester les prédictions théoriques, qui selon les auteurs peuvent être aussi faibles que 10^{-5} coup/kg/j pour $M_{\chi} \sim 300$ GeV.

Pour des fins de comparaison, un deuxième critère a été établi pour la prochaine génération de BDs, dont le gel serait fait à base de ethylene-glycerol-glycol (EGG). Le gel de type EGG permet d'obtenir un diamètre de gouttelettes très uniforme, et significativement plus grand ($125\ \mu\text{m}$ plutôt que $10\ \mu\text{m}$) que dans le cas des BDs à base de CsCl. En principe, ceci aurait pour conséquence d'augmenter la proportion de ^{19}F dans le détecteur, et de réduire l'efficacité α d'un facteur 30^2 . Cependant, des simulations Monte-Carlo et des mesures expérimentales seraient nécessaires pour le démontrer; ainsi le présent calcul ne tient compte que d'un facteur 10 de réduction de ϵ_{geom}^{α} , et considère une proportion de ^{19}F de 1%.

²On considère que l'efficacité α augmente avec la proportion de matière active, puisque la probabilité qu'une particule α soit émise dans la direction d'une gouttelette augmente. Mais cette probabilité diminue avec le diamètre des gouttelettes, puisque l'angle solide présenté par la surface des gouttelettes diminue.

Les critères de purification suivants permettraient alors d'atteindre le premier objectif de 1 coup/kg/j : 7.65×10^{-13} g U/g et 4.90×10^{-12} g Th/g. La contamination de l'EGG n'avait pas encore été mesurée au moment d'écrire ces lignes, mais serait vraisemblablement inférieure à celle du CsCl brut, ce qui faciliterait la tâche de la purification.

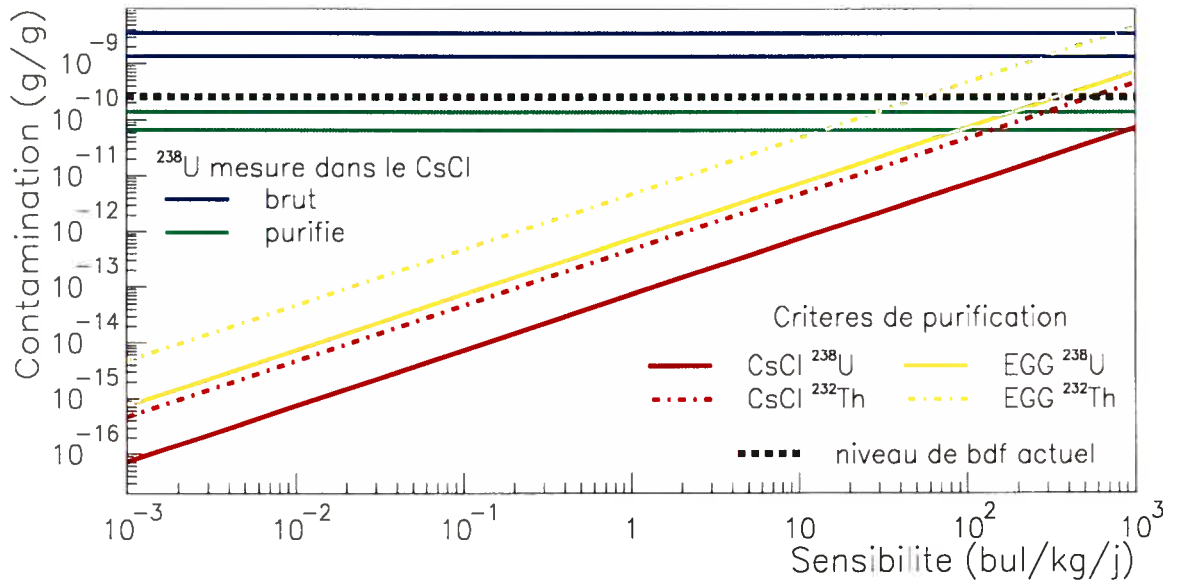


FIG. 5.5: Niveaux d'activité en ^{238}U du CsCl brut et purifié, et critères de purification selon les taux de réaction des neutralinos, pour les détecteurs à base de CsCl ou EGG.

La figure 5.5 montre le niveau actuel de radiopureté du CsCl par comparaison aux niveaux maximaux d'activité en U et Th acceptables pour atteindre le premier objectif de sensibilité de 1 coup/kg/j, ainsi que des sensibilités plus grandes. Nous verrons au prochain chapitre que la sensibilité actuelle de PICASSO est de l'ordre de 10^3 coup/kg/j ; si ce taux de comptage était causé par des sources internes d'émetteurs α uniquement, il correspondrait à une contamination de l'ordre de 10^{-10} g/g, indiquée par la ligne hachurée sur la fig.5.5. Le présent calcul tient compte d'un rapport signal sur bruit de 1 : 1 pour chacune des sources d'émetteurs α considérées, or il est envisageable que ce rapport diminue significativement, puisqu'en principe, il est possible d'analyser les données de façon à soustraire la contribution α au taux de comptage en bruit de fond (voir section z). Des mesures expérimentales et des simulations Monte-Carlo permettront certainement

d'augmenter la marge de manoeuvre sur le rapport signal sur bruit, et ainsi rendre le critère de purification plus permissif.

5.3.2. Autres sources d'émetteurs α

Jusqu'à présent, seule la purification du CsCl a été considérée, or de nombreuses autres sources d'émetteurs α pourraient potentiellement compromettre la sensibilité des BDs. Etant donnée la très courte portée des particules α , les émetteurs doivent être en contact direct avec le gel des BDs pour produire un bruit de fond. La radioactivité intrinsèque des différents matériaux composant les détecteurs et la contamination introduite lors de la fabrication constituent les principales sources d'émetteurs α , mais les BDs sont aussi vulnérables au radon provenant de leur environnement immédiat, en particulier le N_2 servant à la recompression et l'air ambiant s'infiltrant dans les contenants. Les contenants des détecteurs étant en contact direct avec le gel et faisant office de barrière entre le gel et l'air ambiant, ils jouent un rôle important dans la réduction du bdf α ; cet aspect sera discuté à la section 5.3.3.

5.3.2.1. Contamination intrinsèque

Fluorocarbone. Le gaz est acheté sous forme liquide, et est livré dans une petite bouteille à haute pression. Une petite quantité est extraite de la bouteille lors de chaque fabrication grâce à un accumulateur. Ce dernier est refroidi dans un bain d'alcool et de glace carbonique, et contient un filtre; il pourrait donc faire partie d'un montage pour purifier le gaz.

La radioactivité du C_4F_{10} utilisé à BTI a été mesurée par le groupe de Neuchâtel, dans le laboratoire souterrain Vue-des-Alpes, à l'aide d'un compteur au Ge blindé par un château de Cu et de Pb. L'activité mesurée pendant 165h est inférieure à 10^{-10} g de ^{238}U par gramme de C_4F_{10} . Il s'agit pour l'instant d'une contribution négligeable au bruit de fond intrinsèque des détecteurs, mais qui pourrait reprendre de l'importance lorsque les niveaux d'activité des autres composantes (sel, radon, neutrons) auront été significativement réduits.

Sel. Etant de plus faible numéro atomique, l'aceNa est moins sujet aux événements cosmogéniques que le CsCl. De plus, les composés de l'aceNa (Na, C, O) comportent moins d'isotopes radioactifs que le CsCl. Le Cs comporte l'isotope ^{137}Cs , qui est un émetteur γ ; ceci n'est pas problématique sous $35^\circ C$ ($55^\circ C$ pour les BD-1000), mais limite l'étendue des températures possibles d'opération pour

les mesures de bruit de fond, et donc réduit la sensibilité du BD aux neutralinos. La grande section efficace du Cl pour la capture des neutrons constitue une autre source potentielle de bruit de fond.

Autres ingrédients. Des tests ont été effectués pour déterminer la radioactivité de l'acrylamide, bis-acrylamide, APS et acide maléique à SNO ; malheureusement, ces ingrédients corrompent le scintillateur, et la technique habituelle de comptage coïncidence α - β est inadéquate. Aucune mesure disponible ne permet donc d'évaluer (pour le moment) l'activité des ingrédients autres que le CsCl entrant dans la composition des BDs. De plus, aucun soin n'a été pris quant à leur propreté, sauf dans le cas de l'acrylamide, bis-acrylamide et acide maléique, qui sont filtrés avec un filtre de $0.45\mu\text{m}$ lors de la fabrication.

5.3.2.2. Contamination lors de la fabrication

Evaporation. Les solutions salines étant diluées avant la purification de façon à ne pas saturer ou corrompre les résines et les filtres (voir section 5.1.3), les solutions purifiées doivent être évaporées pour servir à la fabrication des BDs. L'évaporation se fait dans un chaudron en aluminium recouvert d'une couche de teflon *Dupont*, sur une plaque chauffante, dans une hotte au laboratoire RJA-Lévesque ou à *BTI*. L'introduction de contamination par l'évaporation a été quantifiée par des mesures d'extraction au HTiO. Les résultats du PSTR-02-005 suggèrent que la quantité de radioactivité introduite par l'évaporation ne dépasse pas celle enlevée par une purification au HTiO ($A_{\text{evap}} < A_{\text{purif}}^{\text{CsCl}}$).

La solution CsCl 10% évaporée précipite lorsque refroidie ; la solution saturée est jaunâtre, probablement à cause de l'oxydation du fluor, et flotte sur les cristaux de CsCl qui semblent très purs, de couleur blanche brillante, avec une structure en dendrites ne s'agrégeant pas.

Processus de fabrication. Le contact avec les instruments de mesure (comme le pHmètre) et la vaisselle (comme les bouteilles de 1L, aimants, becher, éprouvettes graduées, etc) sont autant de sources de contamination ponctuelles. Lors de la fabrication de la 3e génération de BDs, leur effet a été limité en contrôlant le matériel utilisé, et en le lavant suivant une procédure d'ultra-lavage. Cette procédure fût adaptée à l'environnement de *BTI* : l'eau ultrapure était apportée de Carleton University, donc n'était disponible qu'en quantité limitée ; le bain ultrasonique de taille réduite ayant servi au nettoyage de matériaux fortement contaminés, l'ultra-lavage se faisait dans un récipient de plastique, lui-même plongé dans le

bain ultrasonique, pour minimiser le contact. Le minutage de la fabrication des détecteurs forçait parfois l'utilisation de matériel non purifié.

Le contact avec l'air du labo est particulièrement suspect, en particulier dans la hotte, dont l'historique remonte au laboratoire de physique nucléaire *AECL* (Chalk River), et dont les murs produisent énormément de poussières. Nous avons couvert les murs de feuilles de plastiques, et la quantité de matériel utilisée lors de la fabrication a été considérablement réduite. Par exemple, le mélange des ingrédients se fait dans la même bouteille que la filtration et le dégazage, réduisant de moitié le nombre de récipients utilisés. Nous verrons à la section 6.4 que la fabrication dans la chambre propre de Montréal réduit significativement cette source de contamination.

Le gel des BDs est en contact avec deux types de matériaux lors de la fabrication : le contenant comme tel, et le couvercle. Le choix des matériaux les composant est donc critique pour le contrôle du niveau de radioactivité du détecteur final. La contamination radioactive d'un matériel dépend de l'endroit et de la méthode de fabrication. De façon générale, elle est moins élevée lorsque des quantités moindres d'agent de remplissage, colorant, et autres additifs entrent dans la composition du matériau.

Corrosion par les couvercles. La corrosion du couvercle du contenant par le CsCl lors de la fabrication est aussi une source importante de contamination. Les premiers détecteurs ont été construits avec des couvercles en aluminium, machinés à l'atelier de mécanique du laboratoire RJA Lévesque, et se sont avérés extrêmement actifs; ceci s'explique par la réaction chimique ayant lieu entre le CsCl composant le gel et l'aluminium des couvercles. La fig.5.7 démontre que le niveau de bruit de fond des BDs fabriqués avec des couvercle en aluminium est significativement plus élevé que celui des BDs de la 2e génération. Ces couvercles ont ensuite été anodisés, ce qui a permis de réduire le taux de comptage des détecteurs d'un facteur 3 (voir tableau A.6). Mais le revêtement du couvercle s'abîme rapidement, le haut niveau de bruit de fond du BD "CsCl-22" (voir tableau A.6) pourrait s'expliquer par le fait que le couvercle ayant servi à sa fabrication était fait d'aluminium anodisé, comportant des sections usées, donc mettant le CsCl directement en contact avec de l'aluminium. Finalement, des couvercles en acier inoxydable ont été machinés à l'atelier de mécanique du laboratoire RJA Lévesque. Après la fabrication des BDs "slo-03", "slo-04" et "CsCl-23", ces couvercles étaient en partie couverts de gel brun (typique du chrome) et bleu

(typique du cuivre), probablement dû à la corrosion de l'acier inoxydable par le CsCl. Le bruit de fond de ces BDs est toutefois moindre que celui des BDs fabriqués avec les couvercles en aluminium, anodisé ou non (voir tableau A.5).

Des couvercles en acrylique translucide d'une épaisseur de 1" ont été utilisés lors de la fabrication des BDs de la 3e génération. Le dispositif de relâchement de pression est dans ce cas plus complexe, car l'acrylique est un matériel trop friable pour qu'un filet y soit pratiqué. Il est donc constitué de 6 morceaux serrant chaque côté du couvercle par l'intermédiaire de joints toriques. Notons que ces vis et ces écrous en inox se tachent de brun et de bleu lors de la fabrication. L'utilisation de ce couvercle a rendu la fabrication des détecteurs dans les contenants en PP SNO beaucoup plus aisée et contribue à la radiopureté des BDs.

5.3.3. Contrôle du radon

Les BDs de la deuxième génération ont été fabriqués dans des contenants commerciaux achetés chez Cole-Parmer, composés de styrène acrylonitrile, servant normalement de récipient pour filtres à eau. Leur cote industrielle est de 52°C et 125psi, et ils ont le grand avantage d'être transparents, ce qui permet de vérifier visuellement l'état du gel des détecteurs lors de leur fabrication. L'acrylique étant un polymère d'hydrocarbure pur, il est un des matériaux solides le plus propre, cependant ces contenants sont inadéquats pour contrôler l'infiltration de Rn. En effet, les contenants sont fermés grâce à des couvercles en plastique noir vissés, comprenant deux trous de 1" de diamètre permettant de les rattacher à de la plomberie de type *NPT*. Des fuites importantes ont été détectées lors des mesures d'émanation (section 5.3.3.2), ce type de contenant est donc très vulnérable au Rn. La présence de nombreux filets grossiers sont considérés comme des "autoroutes à Rn", car ils sont pratiquement impossibles à étancher.

5.3.3.1. *Design des contenants pour la 3e génération de BDs*

Pour parvenir à réduire le bruit de fond α , l'émanation de Rn par les matériaux et l'infiltration de Rn de l'air ambiant à travers le couvercle doivent être éliminées. Un nouveau type de contenant et de couvercle a donc été développé spécifiquement pour les besoins de PICASSO par T. Noble de la collaboration SNO (voir dessins WPS-D-D-6320 Rev 0 et WPS-D-D-6272 dans [90], et version révisée : design WPS-D-D-6320 Rev 1 ; dix contenants ont été construits selon ce plan). Ces contenants ont été conçus pour une pression maximale d'opération de

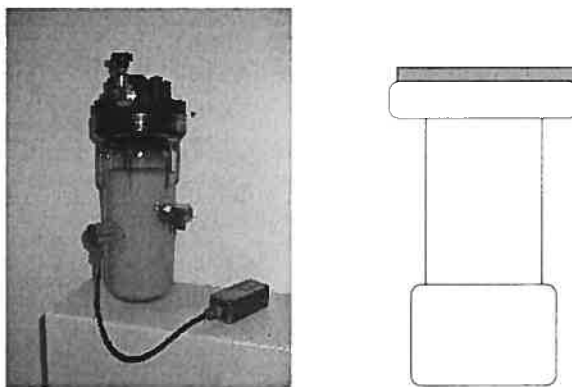


FIG. 5.6: A gauche : contenant en acrylique. A droite : contenant en polypropylene SNO.

135psi à 60°C. Ils ont été testés à Carleton University, sous 225 psi de pression hydrostatique pendant 30 minutes; les détails de ces tests sont donnés en [90]. Notons que les tests de sécurité n'ont pas tenu compte du fait que les contenants sont manipulés à des basses température lors de la fabrication.

Le choix des matériaux est basé sur les travaux de la coll. SNO sur la tuyauterie des systèmes de circulation d'eau, qui devient extrêmement corrosive lorsqu'elle est très pure. Le coût raisonnable du polypropylene (PP), dont l'émanation a été testée avec des acides ultra-purs, constitue le matériel de choix pour la fabrication de la plomberie des systèmes d'eau pure et d'eau lourde pure à SNO. Le taux d'émanation de radon est le plus bas, ce dernier dépendant de la quantité de radium présent dans le matériau. Les tuyaux et joints en PP SNO sont produits à partir de la résine *SV258* sous forme de billes fabriquée par *Himont*. Son taux d'émanation de radon 30 fois moindre que pour tous les autres polypropylenes testés.

Les contenants sont composés de trois parties : un bol, un tube de 3" de diamètre, et un collet sur lequel est fixé le couvercle, machinés selon les procédures SNO à partir du PP fabriqué spécialement pour les besoins de SNO. Les différentes composantes ont été machinées au *STC* (atelier d'usinage de Carleton University), mais soudées au laboratoire SNO à Sudbury. Le matériel est constitué de polypropylene *SV258*, produit selon les exigences d'ultrapropreté de SNO. Les couvercles ont été fabriqués à l'atelier de mécanique du laboratoire RJA-Lévesque.

Couvercles. Les couvercles mis en place après la fabrication permettant la compression sont fabriqués de façon à être étanches au Rn : ils sont faits d'une plaque d'acier inoxydable #316 d'une épaisseur de 1/4", au milieu de laquelle est percée un trou, sur lequel est soudé un tuyau en acier inoxydable #316 de 1/4" de diamètre et de 6" de longueur. Une valve *Swagelok* est fixée sur ce tuyau, permettant de garder les BDs sous pression pendant leur transport.

Le joint torique scellant le couvercle au contenant est une composante essentielle pour ce qui est de la réduction du radon. Les elastomères conventionnels utilisés pour la fabrication des joint toriques comme le *Buna-N* et le *Viton* contiennent des agents de remplissage à base de carbone, des colorants et de nombreux autres additifs, présentant de hauts taux d'émanation et de contamination radioactives. Des mesures ont montré que le taux d'émanation du caoutchouc butylique fabriqué spécialement à Oxford pour SNO est cent fois moins élevé que celui des matériaux conventionnels, et est compatible avec l'eau pure.

5.3.3.2. *Mesure de l'émanation*

Une série de mesures ont été menées par I. Levine et T. Noble en décembre 2001 et janvier 2002 dans le but de déterminer le taux d'émanation de radon par les contenants et couvercles des BDs (voir PSTR-01-001). Les contenants d'acrylique et de polypropylène ont approximativement le même volume, ce qui permet de comparer directement les taux mesurés.

Méthode. Les contenants sont mis sous vide (pression de moins de 50 mTorr), puis scellés, et laissés sur le banc de test pendant 6 à 7 jours, pendant lesquels le Rn émane des contenants. A la fin de cette période, le Rn est récolté dans une cellule de Lucas ; l'activité accumulée à l'intérieur de cette cellule est ensuite mesurée par scintillation. Un grand soin et beaucoup d'efforts ont été portés pour s'assurer que le banc de test soit parfaitement étanche. Deux extractions ont été faites sur chacun des deux types de contenants, ainsi qu'une extraction sur le système lui-même pour chaque série de mesure, c'est-à-dire une mesure sans les contenants pour déterminer le bruit de fond en radon provenant du banc de test et des lignes d'échantillonnage.

Résultats. Le tableau 5.7 montre les taux d'émanation mesurés après soustraction de la contribution de l'air de la mine. Il s'avère que les contenants en polypropylène émanent environ 15 atomes de radon par jour, alors que les contenants en acrylique émanent environ 190 atomes par jour.

type de contenant	durée	taux d'émanation
polypropylene SNO	6 jours	18.6 ± 7.4 atomes/j
	7 jours	12.5 ± 10.2
acrylique	6 jours	181.0 ± 22.4
	7 jours	207.3 ± 28.1

TAB. 5.7: Taux d'émanation de Rn, donné en nombre d'atomes de Rn émis par jour, après soustraction du bruit de fond provenant du banc de test.

Le taux mesuré sur le contenant en acrylique est donc significativement plus élevé que dans le cas du polypropylene; notons qu'il est possible que ce taux soit dominé par l'émanation du joint torique plutôt que du contenant lui-même. Les contenants en PP SNO permettraient donc en principe de réduire le bdf causé par l'émanation de Rn par un facteur ~ 13 . Notons que les mesures ont été faites à une température ambiante d'environ 20°C , alors que le taux d'émanation varie avec la température.

5.3.4. Niveau de pureté des BDs de la 3e génération

Les BDs de la 3e génération installés à SNO ont été fabriqués à *BTI* à partir de CsCl purifié suivant la procédure d'extraction au HTiO élaborée à la section 5.2.2. La même procédure est utilisée lors des purifications PICASSO standards effectuées sur le CsCl servant à la fabrication des BDs, mais dans le cas d'une extraction, les quantités de sel et de HTiO sont déterminées précisément, et un grand soin est porté à récupérer la totalité de HTiO dans les ultrafiltres. On peut donc supposer que la contamination résiduelle après la purification est équivalente à celle mesurée par extraction au HTiO (voir tab.5.6).

Les premiers BDs de la 3e génération ont été fabriqués à partir de CsCl purifié à l'Université Carleton, alors que du CsCl purifié au laboratoire de chimie de SNO à Sudbury a servi à la fabrication des plus récents BDs (voir tab.A.1). Nous verrons à la section 6.3.1 que cette différence est reflétée par les taux de comptage des BDs installés à SNO. Seule la technique d'échangeur d'ions avec le HTiO a été utilisée jusqu'à présent, et aucun ingrédient (autre que le CsCl) n'est purifié. L'eau employée lors de la fabrication provient de Carleton University, dont le niveau de pureté se situe normalement autour de 10^{-13} g U /g. Les sections 5.3.2 et 5.3.3 discutent des nombreuses autres sources d'émetteurs α négligées jusqu'à

présent ; ainsi la réduction du niveau de bdf des BDs à base de CsCl n'a pas encore atteint son plein potentiel.

La fig.5.7 compare le niveau de bruit de fond des BDs de la 3e génération à celui des BDs fabriqués avec des matériaux différents, montrant des niveaux de bruit de fond plus élevés dans les cas des BDs fabriqués avec un couvercle en aluminium, dans un contenant en acrylique, et/ou avec du CsCl non purifié. Ceci met en évidence l'importance capitale de la purification et de la radiopropreté lors de la fabrication.

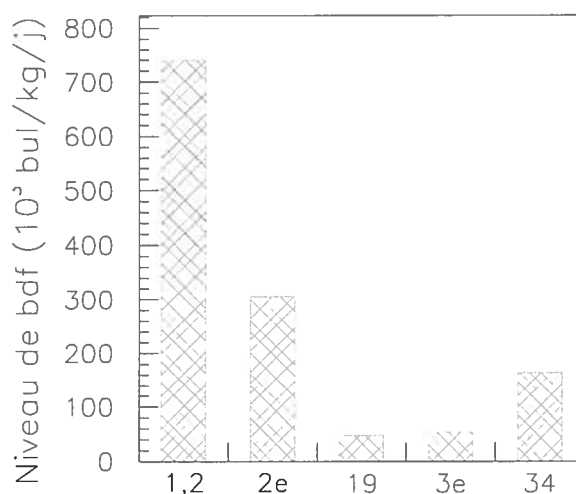


FIG. 5.7: Niveau de pureté radioactive des BDs "CsCl-01-02" (contenant acrylique avec couvercle en aluminium), des BDs de la 2e génération, du BD "CsCl-19" (acrylique et CsCl purifié), des BDs de la 3e génération (sans contrôle du radon) et du BD "CsC-34" (SNO PP et CsCl brut).

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons vu que la principale source de bruit de fond interne serait attribuable au sel composant le gel des BDs. Les techniques de purification à base de MnOx et de HTiO ont été testées avec succès, et se sont avérées très efficaces ($> 95\%$) pour la purification en U, Th de solutions d'aceNa et de CsCl à 10% de concentration. L'efficacité de purification, déduite de dizaines d'extractions faites sur des solutions de CsCl ou d'aceNa, marquées, contaminées ou brutes, avec du HTiO préformé ou par co-précipitation, sont toutes en accord dans les marges d'erreur. Ceci démontre que la procédure établie permet

d'obtenir des résultats fiables et reproductibles. Les efficacités obtenues avec les méthodes d'extraction par mélange direct et par co-précipitation ($\epsilon_{tot} = 70\%$) satisfont amplement les besoins de PICASSO.

Une fois les efficacités d'extraction, d'élution et de coïncidence α - β déterminées, les contaminations intrinsèques de l'aceNa, du CsCl et du sucre ont pu être mesurées. Seules des limites supérieures de 7×10^{-9} g U/g et de 7×10^{-11} g Th/g ont pu être obtenues pour l'aceNa, et la difficulté à filtrer le sucre ne permet que de donner une limite inférieure de 7×10^{-10} g U/g et de 4×10^{-10} g Th/g sur sa radioactivité intrinsèque. Le CsCl brut a été mesuré plusieurs fois et les résultats sont en excellent accord ; ainsi les activités U et Th de 3×10^{-9} g U/g et de 1×10^{-11} g Th/g respectivement sont certainement représentatives de la réalité. Notons qu'il n'est pas exclu que le niveau de radio-activité varie d'un stock à l'autre. Le CsCl purifié a un niveau d'activité de 10^{-10} g U/g en moyenne, ainsi l'extraction par HTiO permet de réduire le bruit de fond α d'un facteur 30. Le design d'un nouveau contenant permet pour sa part de réduire le taux de comptage dû à l'émanation de Rn par le contenant d'un facteur ~ 12 .

Jusqu'à présent, aucune observation ne révèle de limites aux potentiel des techniques de purification, donc en principe, il est envisageable que le critère de purification établi (une sensibilité de l'ordre de 1 coup/kg/j) soit satisfait avec les BDs de la 3e génération. La prochaine génération de BDs à base de ethylene-glycerol-glycol devrait permettre de tester la région permise par les prédictions théoriques sur la section efficace SD du neutralino. De nombreuses autres sources de contamination potentielles, en particulier du $C_x F_y$, prendront de l'importance à mesure que le bruit de fond dû au CsCl et au Rn sera réduit. Des techniques de purification adaptées à ces matériaux devront être développées afin que PICASSO devienne assez sensible pour vérifier les prédictions théoriques sur la section efficace SD du \mathcal{X} .

Une grande quantité de CsCl (10-20 kg) a été purifiée selon la procédure d'extraction au HTiO standard PICASSO pour la fabrication des BDs installés à SNO. Le succès de la technique à réduire efficacement le bruit de fond α interne et à mesurer précisément sa faible activité résiduelle a permis de mettre en place une mesure de bruit de fond compétitive. Dans le prochain chapitre, nous verrons de quelle façon ceci contribue à la compréhension des résultats de la mesure de bruit de fond, et permet d'extraire une limite sur la section efficace dont tous les aspects sont contrôlés.

Chapitre 6

MESURE À SNO

Dans ce chapitre seront exposés les résultats de la mesure de bruit de fond du montage installé dans le labo SNO, dans la mine INCO de Creighton, à Sudbury (Ontario), à une profondeur de 2km sous terre. Le but de cette mesure est d'obtenir une nouvelle limite d'exclusion sur la section efficace du neutralino ; cette limite s'améliore avec l'exposition (masse active et durée) et la réduction du bruit de fond. Les sources de bruit de fond des détecteurs installés à SNO sont identifiées et quantifiées, ce qui permet de déterminer leurs contributions relatives aux taux de comptage. Ensuite la réponse en température des BDs installés à SNO est analysée, et une courbe d'exclusion de la section efficace SD en est extraite.



FIG. 6.1: Vue d'ensemble du montage PICASSO installé dans le laboratoire SNO.

6.1. CARACTÉRISATION DU BRUIT DE FOND

Cette section a pour but de quantifier les contributions de chaque type de bruit de fond, à partir des observations effectuées lors des tests d'émanation de Rn, d'étanchéité au Rn, des extractions au HTiO, ainsi que des données de calibrage avec des BDs dopés, les données de calibrage avec la source d'AcBe, et les données de bruit de fond prises à Montréal et à SNO. Quelques abréviations sont utilisées afin d'alléger le texte : Γ_{bdf} représente le taux de comptage en bruit de fond mesuré expérimentalement, Γ_y^x correspond à la contribution du type de bruit de fond x provenant de la source y au Γ_{bdf} . Afin de les rendre comparables, les Γ sont normalisés par la sensibilité à la source AcBe et sont donnés en bul/h/BD. Une sensibilité de 1 bul/neu/cm² correspond à une masse active de 8 g selon les mesures au microscope [90].

6.1.1. Sources

Comme nous l'avons vu à la section 5.3.4, aux températures normales d'opération, le taux de comptage des BDs présentement observé à Montréal et à SNO est attribuable aux α et aux neutrons de l'environnement. Les α sont produits par la contamination interne des BDs, dont les principales sources consistent en la radioactivité du CsCl (Γ_{CsCl}^α) et des autres ingrédients du gel ($\Gamma_{ing \neq CsCl}^\alpha$), la contamination introduite lors de l'évaporation de la solution après la purification (Γ_{evap}^α) et de la fabrication des BDs (Γ_{fabric}^α), et finalement l'émanation de Rn par le contenant ($\Gamma_{contenant}^{Rn}$). L'infiltration de Rn de l'air ambiant dans le système (Γ_{air}^{Rn}), les neutrons provenant des réactions de fission (α, n) dans la roche entourant les montages ($\Gamma_{(\alpha, n)}^{neu}$) et de la spallation par les μ dans les matériaux entourant les BDs ($\Gamma_{spall \mu}^{neu}$) constituent les seules sources de bruit de fond externe qui soient importantes.

$$\Gamma_{bdf} = \Gamma_{interne} + \Gamma_{externe}$$

$$\Gamma_{interne} = (\Gamma_{CsCl}^\alpha + \Gamma_{fabric}^\alpha + \Gamma_{evap}^\alpha + \Gamma_{ing \neq CsCl}^\alpha) + \Gamma_{contenant}^{Rn} \quad (6.1.1)$$

$$\Gamma_{externe} = \Gamma_{(\alpha, n)}^{neu} + \Gamma_{spall \mu}^{neu} + \Gamma_{air}^{Rn} \quad (6.1.2)$$

Le tableau 6.1 donne l'ordre de grandeur des flux de chacune de ces sources, à Montréal et à SNO.

6.1.1.1. *Neutrons*

Les flux de neutrons de fission et de spallation dans les environnements de SNO et de Montréal n'ont pas encore été étudiés, il est donc impossible d'en prévoir l'effet sur le taux de comptage en bruit de fond. Selon des études M-C effectuées par le groupe *EDELWEISS*, 30cm de paraffine réduirait d'un facteur 100 le flux de neutrons produits par les réactions de fission dans la roche entourant le montage [72]. Le montage PIC@SNO a donc été entouré d'un blindage d'eau (voir section 6.1.2.3), ce qui devrait réduire considérablement le flux de neutrons de fission. De plus, le flux de μ étant extrêmement faible à 2km sous terre, on s'attend à ce que le flux de neutrons produits par la spallation des muons dans les matériaux entourant les détecteurs soit quasiment nul à SNO. La contribution des neutrons est donc considérée comme étant négligeable : $\Phi_{neu}^{SNO} \sim 0$.

D'autre part, le flux de μ est à son maximum à Montréal, de plus, une bonne partie des mesures sont effectuées sans blindage contre les neutrons de l'environnement, ainsi Φ_{neu}^{mtl} est possiblement significatif. Notons que certaines mesures sont faites dans un blindage de 30cm de paraffine borique ; dans ce cas, on considère que $\Phi_{neu}^{mtl} \approx \Phi_{spall}^{mtl}$.

6.1.1.2. *Radon*

Etant donnée la courte portée des α , le Rn doit entrer en contact direct avec le gel pour produire un bruit de fond ; son efficacité à produire un bruit de fond est proportionnelle au volume de contact et au temps de diffusion à travers l'huile minérale et le gel. Selon des études par la coll. SNO, l'acrylique et l'acier inox #316 émanent très peu de Rn, et la diffusion du Rn à travers le contenant ou le couvercle est négligeable étant donnée l'épaisseur des parois. L'infiltration de Rn présent dans l'air ambiant par le couvercle du contenant et par le système de recompression, ainsi que l'émanation de Rn par le ^{238}U présent dans les parois du contenant, seraient donc les seules sources de Rn qui soient efficaces.

Le tableau 6.1 rapporte les contaminations en Rn de l'air mesurées dans les labos de Montréal et de SNO, ainsi que les résultats des mesures d'émanation effectuées sur un contenant en acrylique et sur un contenant en PP SNO (voir PSTR-02-001 pour les détails). On voit que de façon naturelle, $\Phi_{Rn}^{mtl} < \Phi_{Rn}^{SNO}$; cependant, beaucoup d'efforts ont été mis à étanchéifier le montage à SNO (voir section 6.1.2). Si le système de compression est effectivement étanche, $\Phi_{Rn}^{mtl} \gg$

Φ_{Rn}^{SNO} . Notons que le temps de diffusion à travers un matériau, le PP en particulier, chute lorsque la température augmente ; il est donc possible que Γ_{air}^{Rn} devienne plus importante lors de mesures effectuées à haute température.

6.1.1.3. Radioactivité des matériaux

La masse d'un BD est composée en majeure partie de sel d'aceNa ou de CsCl (650/1150 % et 769/1590 % respectivement). La contamination de ces sels en U et Th a été mesurée grâce à des extractions au HTiO (voir tab.6.1 pour valeurs et références) ; le niveau de Th s'étant avéré négligeable, seule l'activité en U est considérée. Les ingrédients secs autres que le CsCl représentent une masse de 52.16g par BD, et environ 43mL de solution aqueuse est ajouté lors de la fabrication, ce qui correspond à un total d'environ 95g, soit 6% de la masse totale du BD. 20mL de CxFy ($\sim 1.58\text{g/mL}$) est aussi introduit, mais il semblerait que seulement environ 10g restent sous forme de gouttelettes dans le BD.

La radioactivité introduite par l'étape d'évaporation lors de la fabrication des BDs ($A(\text{evap})$) n'est pas bien définie, mais serait égale ou inférieure à celle du CsCl purifié ($A(\text{CsCl purifié})$) [90]. Lors de la fabrication, des traces de bleu et de brun se retrouvent sur les pièces en inox ; ces traces seraient dues à la corrosion par le CsCl. Il est très probable que certains sous-produits de cette corrosion soient radioactifs, de plus, aucun soin n'a été porté sur la radio-propreté lors de la fabrication des BDs dans des contenants en acrylique, ainsi la radioactivité introduite lors de la fabrication ($A(\text{fab})$) est possiblement significative. La radio-propreté était contrôlée lors de la fabrication des BDs pic@sno, ainsi on considère que dans le cas des pic@sno, $A(\text{fab})$ est négligeable.

$$A = A(\text{HTiO}) + A(\text{autres ing.}) + A(\text{evap}) + A(\text{fab})$$

$$A(\text{BDs pic@sno}) \approx 2 \times A(\text{CsCl purifié}) + A(\text{autres ing.})$$

$$A(\text{BDs acrylique}) \approx A(\text{CsCl brut}) + A(\text{autres ing.}) + A(\text{fab})$$

où A est l'activité du matériau étudié, donnée en Bq/g ou en g U/g.

6.1.1.4. Calcul des contributions au bruit de fond

Il est pour le moment impossible de quantifier le bruit de fond produit par les neutrons de spallation et de fission, par contre l'efficacité α et la contamination du CsCl sont bien déterminées, et permettent d'obtenir une prédiction assez précise

source	Montréal	SNO
Rn dans l'air	max 25×10^{-6} Bq/cm ³ 0.025 Bq/L	3 pCi/L 0.111 Bq/L
neutrons de spallation	$170 \mu\text{/m}^2\text{/s}$ $12.6 \text{ neu/cm}^2\text{/h}$ †	$10^{-7} \times \Phi_{mtl}$ $\sim 10^{-6} \text{ neu/cm}^2\text{/h}$ †
neutrons de fission avec blindage	$1.6 \times 10^{-6} \text{ neu/cm}^2\text{/s}$ † 30cm de paraffine : $1.6 \times 10^{-8} \text{ neu/cm}^2\text{/s}$ †	$2 \times 10^{-6} \text{ neu/cm}^2\text{/s}$ * 30cm de H ₂ O * : semblable
émanation de Rn par le contenant	acrylique : 194.15 atomes/j	PP SNO : 15.55 atomes/j
contamination en ²³⁸ U ‡	sel brut : $(2.58 \pm 1.14) \times 10^{-9} \text{ g/g}$	sel purifié : $(1.09 \pm 0.39) \times 10^{-10} \text{ g/g}$

TAB. 6.1: Sources de bruit de fond à Montréal et à SNO. † extrapolation des résultats des études faites par le projet *EDELWEISS*. Flux de μ ($E > 2\text{GeV}$) mesuré dans le labo sous-terrain de Modane = $4.2 \mu\text{/m}^2\text{/j}$, flux de neutrons produits par spallation ($E > 1\text{MeV}$) = $1 \times 10^{-9} \text{ neu/cm}^2\text{/s}$ selon des simulations M-C par le même groupe. Flux de neutrons ($E > 1\text{MeV}$) mesuré dans le labo sous-terrain de Modane = $1.6 \times 10^{-6} \text{ neu/cm}^2\text{/s}$; avec 30cm de blindage de paraffine : 1.6×10^{-8} , avec 50cm : 9×10^{-11} , selon des simulations M-C par le même groupe. ‡ résultats des extractions au HTiO en g de ²³⁸U par g de CsCl, voir PSTR-03-002. * : flux de neutrons thermiques déduit d'un excès du pic ¹²⁸I dans un compteur γ au NaI. Mesures directes dans la norite, niveau 5400' : $3.4 \times 10^{-6} \text{ neu/cm}^2\text{/s}$; granite rouge, niveau 5600' : $3.2 \times 10^{-5} \text{ neu/cm}^2\text{/s}$, confirmées par des mesures avec un "BP28 Chalk River counter". * : en supposant un facteur 100 de réduction semblable à celui obtenu avec 30cm de paraffine.

sur la contribution du CsCl au taux de comptage. Le calcul de la contribution du Rn repose sur l'hypothèse que le taux de diffusion est de 100% à travers l'huile minérale et le gel, et se fait de façon uniforme. Dans le cas du Rn émanant du contenant, on considère un volume de contact avec l'air ambiant de 300mL pour les BDs à Montréal et de 1L pour les BDs à SNO, puisque le montage ne comprend qu'un seul BD à Montréal, alors qu'à SNO, 6 BDs sont liés à une même ligne de compression (voir section 6.1.2). Les contributions des sources α sont proportionnelles à la quantité d'émetteurs présents dans l'environnement

immédiat, au nombre de α émis par la chaîne de désintégration ($\frac{\# \alpha}{des}$) (voir fig.A.2), et à l'efficacité à déclencher une nucléation : $\epsilon_\alpha = 1.05\%$ pour un BD-100 à T_{piece} , $T = 44^\circ C$ pour les BD-1000. Notons que $\epsilon_\alpha \sim 100\%$ si les émetteurs se trouvent dans le $C_x F_y$. Les équations suivantes montrent comment sont calculées les contributions des différentes sources de bruit de fond.

$$\Gamma_{Rn}^{contenant} = \epsilon_\alpha \cdot \Phi_{Rn}^{contenant} \cdot \frac{\# \alpha}{des} \quad (6.1.3)$$

$$\Gamma_{Rn}^{air\ mtl} = \epsilon_\alpha \cdot \Phi_{Rn}^{air} \cdot \text{volume exposé} \cdot \frac{\# \alpha}{des} \quad (6.1.4)$$

$$\Gamma_{Rn}^{air\ sno} = \epsilon_\alpha \cdot \Phi_{Rn}^{air} \cdot \frac{\text{volume exposé}}{6\ \text{BDs}} \cdot \frac{\# \alpha}{des} \quad (6.1.5)$$

$$\Gamma_{U-238}^{sel} = \epsilon_\alpha \cdot A_{U-238}^{sel} \cdot \frac{\# \alpha}{des} \quad (6.1.6)$$

Le tableau 6.2 donne les taux de comptage mesurés expérimentalement et les taux attribuables aux différentes sources de bruit de fond.

Dans le calcul de Γ_α intervient aussi l'équilibre de la chaîne radioactive de l'U, tel que discuté à la section 3.2.2.3. Il est possible que l'hypothèse la plus plausible ($\frac{\# \alpha}{des} = 6.75$) surévalue le nombre de α produits par désintégration d'U pour des matériaux qui ont été modifiés chimiquement, par purification ou évaporation par exemple. Ainsi, il est préférable de considérer cette hypothèse pour la radioactivité du CsCl brut et le Rn provenant de l'air ambiant et des contenants, mais l'hypothèse minimale ($\frac{\# \alpha}{des} = 3$) pour le CsCl purifié et la contamination introduite lors de l'évaporation.

6.1.2. Montage expérimental

Les techniques utilisées pour réduire le bruit de fond interne des BDs ont été exposées au chap.5; la présente section est consacrée à la réduction du bruit de fond externe. Nous avons vu que le flux de neutrons produits par la spallation des μ est presque nul à SNO, le montage expérimental est donc élaboré de façon à éliminer le flux de neutrons de fission et l'infiltration de Rn de l'air ambiant.

6.1.2.1. Description générale

Le montage est situé à l'intérieur du périmètre des réservoirs de 60L d'eau lourde. La surface totale occupée par PICASSO est d'environ 6 m². Le montage est composé de 6 BDs, dont 3 BD-100 placés dans un système de contrôle de température (TCS), et 3 BD-1000 dans un deuxième TCS. Les TCS comportent

bruit de fond	Montréal	SNO
2e génération	12.0 ± 2.9 ²	6.78 ± 1.71 ^c
3e génération	2.02 ± 0.72 ^{3 b}	0.83 ± 0.12 ^c
source	Montréal	SNO
Rn dans l'air	max 0.432	max 0.575
émanation de Rn par le contenant	acrylique : 0.233	PP SNO : 0.019
contamination en ^{238}U	sel brut : 6.28	sel purifié : 0.12
évaporation	0	max 0.12

TAB. 6.2: Taux de comptage observés et contributions des différentes sources de bruit de fond, en (bul/h/BD), à $T_{\text{pièce}}$ pour les BD-100, 44°C pour les BD-1000, sensibilité à la source AcBe normalisée à 1 bul/neu/cm². ² Moyenne pour la 2e génération de BDs. ³ Moyenne pour la 3e génération de BDs. ^b : mesuré dans un blindage de 30cm de paraffine, ^c : 30cm H₂O.

deux jonctions Peltier et peuvent contenir jusqu'à 3 détecteurs, mais étant donné le grand diamètre du couvercle (6"), et l'espace occupé par les jonctions Peltier, une seule disposition est possible. Tous les BDs sont reliés à une même ligne de compression faite de cuivre et de connecteurs en laiton *Swagelok*. La pression nécessaire à la compression est fournie par une bouteille d'azote gazeux conventionnelle, et est mesurée grâce à un transmetteur commercial standard *Haenni* donnant une mesure de 4 à 20 mA pour des pressions allant jusqu'à 10 bar. Les 2 TCS sont entourés d'un blindage contre les neutrons.

La boîte d'alimentation fournit 15 V aux TCS, 5 V aux senseurs de température et de pression et 24 V aux deux valves solénoïdales analogues, servant à contrôler l'entrée et la sortie de N₂ dans la ligne de compression. La boîte de conditionnement de signal fait le lien entre les programmes de contrôle de température et de pression et les différents appareils. Le crate VME contient 5 cartes d'acquisition de données (DAQ) et fournit l'alimentation aux 12 préamplificateurs. Le PC contient les programmes d'acquisition de données et de contrôle de température et de pression.

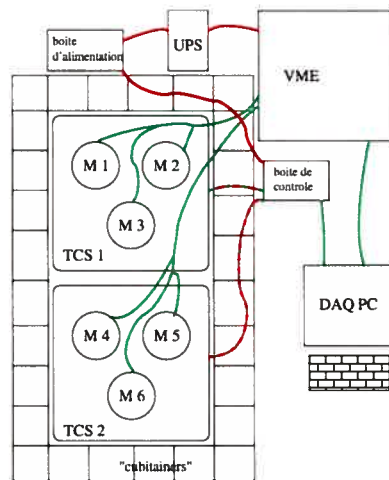


FIG. 6.2: Montage PIC@SNO : lignes d'alimentation (en rouge), lignes de transfert de signal (en vert) et blindage contre les neutrons de l'environnement (à droite).

6.1.2.2. Système de recompression étanche au radon

La ligne de compression se termine par une section de tube de cuivre trempant dans une bouteille d'huile minérale. Son étanchéité a été vérifiée pour identifier, et ensuite éliminer les fuites éventuelles. L'appareil de mesure utilisé consiste en un détecteur de fuite à l'hélium. Il s'agit d'un spectromètre de masse pouvant mesurer de très faibles flux d'hélium, pompé vers l'intérieur de l'appareil, grâce à une sonde pouvant être manipulée tout le long du montage. Les détecteurs sont isolés par des valves Swagelok, de façon à éviter tout contact entre les détecteurs et l'He, qui est susceptible de diffuser à travers le gel pour aller se mélanger avec le gaz actif et ainsi changer les seuils de détection. Ceci implique que les fuites au-delà des valves des détecteurs n'ont pas été mesurées.

Les deux mesures indiquent que le système (mis à part les détecteurs) est complètement étanche au radon... lorsqu'il est fermé. Effectivement, des bulles de N_2 apparaissent dans la bouteille d'huile minérale, même lorsque la valve de la bouteille de N_2 est fermée; il y aurait donc une fuite à travers les valves solénoïdales. Lors des mesures de bruit de fond, la valve à la sortie de la boîte de contrôle de signal est laissée légèrement ouverte, de façon à laisser s'évacuer le N_2 fuyant de la valve solénoïdale de la bouteille de N_2 . Ceci constitue une entrée possible pour le Rn, or il devrait d'abord diffuser dans l'huile minérale, pour

ensuite s'insérer dans le tuyau de cuivre, dont la section ouverte est relativement petite (diamètre de 1/4"), cette source reste donc minime.

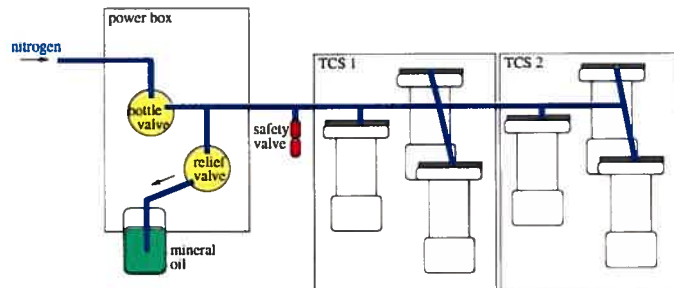


FIG. 6.3: Montage PIC@SNO : ligne de compression en cuivre (indiquée en bleu) reliant les BDs du à la bouteille d'azote.

6.1.2.3. Blindage contre les neutrons de l'environnement

Le montage est entouré d'un blindage d'eau, constitué de sac de plastique semi-rigide de forme cubique, d'un volume de 20L, contenus dans des boîtes de carton, pour en faciliter l'empilement (*Cubitainers*). Le toit et le plancher du blindage est formé de 32 cubes, i.e. 4 cubes en largeur par 8 cubes en longueur. Les murs ont une hauteur de 5 cubes, ainsi un total de 92 cubes ont été construits pour le blindage. Chaque cube est emballé dans un sac de plastique, pour contenir la poussière produite par le carton, et ainsi limiter le niveau de poussière dans le labo SNO. Les quatre premières épaisseurs sont placées sans aucune structure externe, alors que le toit du blindage est soutenu par un support en bois. Les 12 cubes du milieu sont surelevés pour tenir compte de la tuyauterie sortant des TCS, et aussi pour permettre une certaine ventilation à l'intérieur du blindage (voir Fig.6.2).

La comparaison du taux de comptage avec et sans blindage est une indication directe de la contribution des neutrons au taux de comptage par rapport à celle des α . L'installation du blindage, complétée le 12 décembre 2002, aurait dû réduire le taux de comptage immédiatement, si celui-ci est attribuable, au moins en partie, aux neutrons de l'environnement. Pour le moment, les statistiques sont insuffisantes, et les autres sources de bruit de fond trop importantes, pour observer un effet.

6.1.2.4. Contrôle et acquisition de données

Chaque BD est muni de 2 transmetteurs piezoélectriques (piezos), dont le signal est d'abord amplifié avant d'être transmis aux cartes VME. Les pre-amplificateurs de gain $\times 5000$ produisent un meilleur signal (de plus grande amplitude et plus facile à analyser à l'oeil) que les $\times 2000$, en particulier en ce qui concerne les BD-1000 à des températures de moins de 30°C . Cependant, les analyses des données prises avec les deux facteurs de gain donnent des résultats tout à fait compatibles. Les signaux traités par les cartes VME, ainsi que les mesures de pression et de température, grâce à une carte d'interface *National Instruments*, sont transférés à des programmes *Labview* installés sur un PC. Ces programmes permettent le stockage et l'analyse des données. Seulement 5 cartes VME sont disponibles, alors que 6 BDs sont en comptage. Ainsi selon la configuration, les deux piezos d'un même détecteur sont comptés sur deux cartes différentes.

La température des BDs est mesurée grâce à dix transmetteurs : un sur chaque BD, un dans chaque TCS, un dans l'air ambiant, et un dernier dans le crate VME. Ils ont été calibrés à une dizaine de températures, dans la glace jusqu'à de l'eau bouillante. Leur mesure en volt est comparée à la lecture d'un thermomètre indépendant, et les écarts sont compensés par le programme de DAQ. Les fichiers d'enregistrement de température et de pression montrent des variations de 0.5 à 5°C entre les BDs d'un même TCS, selon la température ; il existe donc un gradient dans les TCS. A titre d'exemple, l'écart en température (ΔT) est de moins de 2°C pour le TCS 1 pour des températures ciblées (T_t) entre 19 et 34°C , mais grimpe à $3-4^\circ\text{C}$ pour $T_t = 47^\circ\text{C}$. Dans le cas du TCS 2, $\Delta T < 1^\circ\text{C}$ pour $T_t = 25 - 30^\circ\text{C}$, mais grimpe à $2-5^\circ\text{C}$ pour $T_t = 12^\circ\text{C}$. Ces écarts de température devraient être pris en compte pour calculer l'erreur systématique, surtout aux températures extrêmes, soit près du seuil de détection et près de la remontée γ .

6.1.3. Réduction du bruit de fond

Le détail de l'analyse des données sera exposé à la section 6.2.4.1, seule la moyenne du taux de comptage en bdf est considérée pour la présente discussion. Le tableau 6.2 montre que le taux de comptage en bruit de fond équivaut à peu près à la somme des contributions considérées dans la section 6.1.1. Ceci suggère d'une part que le $C_x F_y$ n'est pas ou que très peu contaminé, puisque $\epsilon_\alpha \approx 100\%$; on considère donc que $\Gamma_{C_4 F_{10}} \sim 0$. Cela indique d'autre part que la majeure partie

du taux de comptage des BDs de la 2e génération est effectivement attribuable à l'activité α du CsCl, comme il était attendu.

6.1.3.1. *Infiltration et émanation de Rn*

Selon les hypothèses de la section 6.1.1.4, le Rn dans l'air ambiant à Montréal ne causerait pas plus de 1 bul/h/BD, ce qui est négligeable dans le cas des BDs fabriqués à base de CsCl brut, qui ont un $\Gamma_{bdf} \sim 12$ bul/h/BD, mais devient important pour les BDs de la 3e génération, dont le Γ_{bdf} est de l'ordre de 1 bul/h/BD. Dans le cas de la mesure à SNO, si la ligne de Cu n'est pas étanche, le radon serait responsable d'au plus 8% du bruit de fond d'un BD de la 2e génération, ce qui pourrait passer inaperçu, mais de $\sim 70\%$ dans le cas de la 3e génération de BDs. Ainsi pour ces derniers, si le système est ouvert à l'air ambiant, le Γ_{bdf} devrait augmenter significativement.

Or aucun changement significatif de Γ_{bdf} n'a été observée après que le système de recompression ait été rendu étanche (septembre 2002), ni après que la ligne de compression ait été endommagée (mars 2003). Ceci indique que la résolution de la mesure n'est pas suffisante pour observer un effet, pour une ou plusieurs des raisons suivantes : i) les contributions des autres sources de bruit de fond dominant, ii) le Rn s'infiltre peu ou pas à travers l'huile minérale et le gel, iii) le système à SNO n'a jamais été complètement étanche. Une mesure de marquage au Rn, qui aurait permis de mesurer Γ_{Rn} , a malheureusement échoué [90]. Par conséquent, l'effet réel du Rn s'infiltrant dans le montage à SNO est pour le moment indéterminé.

Le taux de comptage attribuable au contenant en acylique est de l'ordre de 0.1 à 0.3 bul/h/BD, alors que le taux de comptage de la 3e génération de BDs est de l'ordre de 1 bul/h/BD à SNO ; le nouveau design de contenant est donc essentiel à la réussite de la mesure de bruit de fond. Selon nos calculs, le contenant SNO PP produirait un taux de comptage correspondant à moins de 10% de celui observé pour la 3e génération de BDs ; cette contribution est donc négligeable pour le moment, mais reprendra de l'importance lorsque les autres sources de bruit de fond seront considérablement réduites.

6.1.3.2. *Effet de la purification*

Les différences de fabrication du BD "sno-34" par rapport à la 3e génération de BD rapportées au tab.A.1 permettent de quantifier l'effet de la purification en

comparant les Γ_{bdf} obtenus : le BD “sno-34” fût fabriqué dans un contenant en SNO PP, mais dans la chambre propre de Montréal, avec du CsCl non purifié, mais de grade supérieur ; tous les ingrédients ont aussi été filtrés, ce qui n’est pas le cas de la 3e génération de BDs. Il s’avère que le taux de comptage en bruit de fond du BD “sno-34” est presque 8 fois plus élevé que celui des BDs de la 3e génération (voir fig.6.4), la différence s’expliquant par la plus faible radioactivité du CsCl purifié. La chambre propre et la filtration à $0.01\mu\text{m}$ de tous les ingrédients auraient donc un effet négligeable sur Γ_{bdf} si le CsCl n’est pas purifié.

Moins de 50% du taux de comptage des BDs de la 3e génération est attribuable à la contamination du CsCl en ^{238}U , indiquant que la majeure partie du bruit de fond a été éliminée grâce à la purification du CsCl, et que son activité résiduelle ne domine pas le taux de comptage. La purification des autres ingrédients, le contrôle de la radiopureté des étapes d’évaporation et de fabrication, et les contributions du ^{232}Th , du ^{222}Rn et possiblement des neutrons, prennent maintenant autant d’importance que la purification du CsCl.

La purification du CsCl réduit le bruit de fond d’un facteur ~ 10 , or les extractions au HTiO ont démontré que la contamination en ^{238}U était réduite d’un facteur 30 (voir chap.5). Un facteur 3 serait donc perdu, certainement à cause de contaminations introduite lors de la fabrication des BDs, mais possiblement en partie par le fait que le bruit de fond α étant considérablement réduit, les BDs commenceraient à être sensible aux neutrons et au Rn.

6.1.3.3. Contamination par les autres ingrédients

Le taux de comptage à SNO après soustraction de Γ_{sel}^{U-238} pourrait être totalement attribuable au Rn dans l’air ambiant, excluant toute contribution de l’activité des ingrédients autres que le CsCl. Or il est très peu probable que ceux-ci ne soient pas du tout contaminés, ainsi le système de compression serait au moins en partie étanche au Rn. Un estimé de la contribution de la contamination des autres ingrédients est obtenu en considérant les hypothèses les plus plausibles (voir sections 3.2.2.3) : $\Gamma_{neu}^{sno} = 0$, $\Gamma_{Rn}^{air\ sno} = 0$, $\Gamma_{evap} \approx \Gamma_{CsCl\ pur} \approx 0.12\text{ bul/h/BD}$, représentant alors $\sim 30\%$ de Γ_{bdf} .

$$\begin{aligned} \Gamma_{pic@sno}^{sno} - \Gamma_{CsCl\ pur} &= \Gamma_{neu}^{sno} + \Gamma_{Rn}^{sno} + (\Gamma_{ing \neq CsCl} + \Gamma_{evap} + \Gamma_{fab}) \\ 0.83 - 0.12 = 0.71\text{ bul/h} &= 0 + (0.019 + 0) + (\Gamma_{ing \neq CsCl} + 0.12 + 0) \\ \Rightarrow \Gamma_{ing \neq CsCl} &\leq 0.58\text{ bul/h/BD} \end{aligned}$$

Une limite supérieure à la contamination introduite par les ingrédients autres que le CsCl est calculée en soustrayant les contributions supposées du CsCl et du Rn émis par le contenant :

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{ing \neq CsCl}^{max} &= \Gamma_{bdf} - \Gamma_{CsCl}^{U-238} - \Gamma_{SNO}^{Rn} \\
 A_{ing \neq CsCl}^{U-238} &\approx \frac{\Gamma_{ing \neq CsCl}^{max}}{M_{ing \neq CsCl} \cdot \epsilon_{\alpha} \cdot A_{U-238} \cdot \frac{\# \alpha}{dés.}} \\
 &\approx \frac{(0.58 \text{ bul/h})}{95 \text{ g}} \cdot \frac{1}{3600} \cdot \frac{1}{0.0105} \cdot \frac{1}{(12443 \cdot 6.75 \frac{\alpha}{dés.}) \text{ Bq/g U}} \\
 &\approx 1.92 \times 10^{-9} \text{ g U/g}
 \end{aligned}$$

Ainsi pour $\Gamma_{air}^{Rn} \sim 0$, la contamination des autres ingrédients serait de l'ordre de 10^{-9} g U/g ; ce niveau de radio-activité est très plausible pour des matériaux industriels non-purifiés.

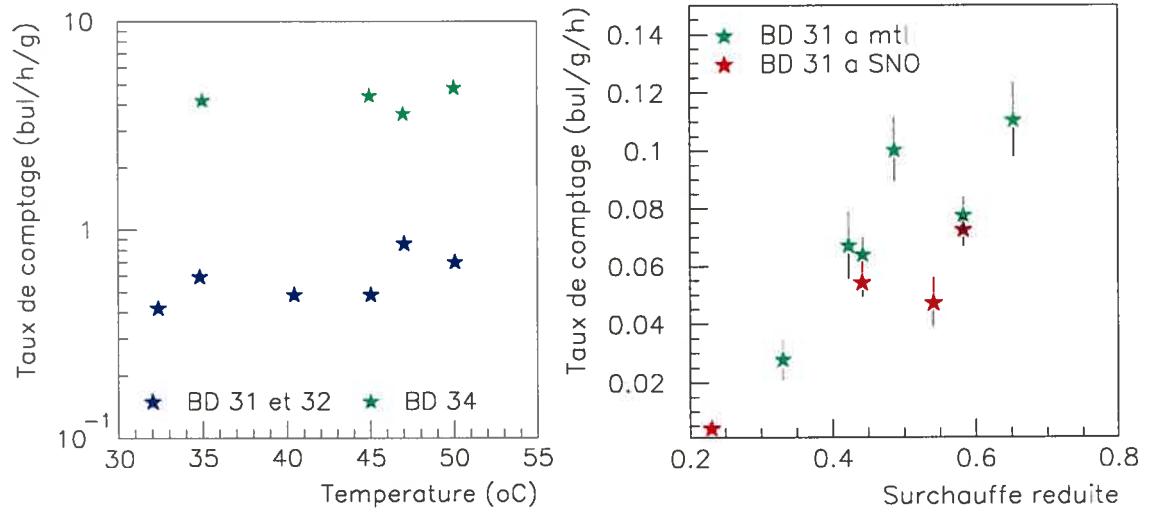


FIG. 6.4: Effet de la purification et de l'environnement sur le taux de comptage; le BD "sno-34" a été fabriqué avec du CsCl non-purifié.

6.1.3.4. Comparaison Montréal / SNO

Le Γ_{int} reste le même peu importe où les BDs sont installés (Montréal ou SNO) : $\Gamma_{int}^{mtl} = \Gamma_{int}^{SNO}$ (équation 6.1.1), cependant, les Φ_{neu} et Φ_{Rn} varient beaucoup d'un environnement à l'autre. La différence entre Γ_{mtl} et Γ_{SNO} serait donc attribuable aux contributions des neutrons de spallation et de fission (en l'absence

de blindage) et du Rn dans l'air ambiant.

$$\begin{aligned}\Gamma_{mtl} - \Gamma_{SNO} &= \Gamma_{neu} + \Delta\Gamma_{air}^{Rn}, \text{ puisque } \Gamma_{int}^{mtl} = \Gamma_{int}^{SNO} \\ &= \Gamma_{neu} + (\Gamma_{air}^{Rn}{}_{mtl} - \Gamma_{air}^{Rn}{}_{sno})\end{aligned}$$

On s'attend à ce que le Γ_{bdf} des BDs fabriqués avec du CsCl brut soit dominé par les α , et donc que $\Gamma_{mtl} \approx \Gamma_{SNO}$. Il est possible que Γ_{int} soit suffisamment réduit dans le cas des BDs pic@sno pour qu'ils soient sensibles aux autres sources de bruit de fond, dans ce cas, on s'attendrait à ce que $\Gamma_{mtl} > \Gamma_{SNO}$.

La fig.6.4 montre les taux de comptage du BD "sno-31" tels que mesurés à SNO et à Montréal dans un court laps de temps. Il semblerait que $\Gamma_{mtl} > \Gamma_{SNO}$, suggérant que les neutrons et/ou le Rn contribueraient au bruit de fond. Cependant les marges d'erreur sont très grandes, il n'est donc pas possible de confirmer ce résultat avec les données présentement disponibles.

6.1.4. Conclusion

Les contributions relatives pour chaque type de source de bruit de fond sont tirées de calculs comprenant des erreurs systématiques importantes, comme l'équilibre des chaînes radioactives, l'efficacité alpha, la diffusion du Rn dans l'huile minérale et dans le gel. Ces résultats doivent donc être considérés comme une première approximation, et devront faire l'objet d'études plus approfondies.

Les taux de comptage de la 2e génération de BDs sont presque totalement expliqués par l'activité α du CsCl les composant. Le taux de comptage observé avec les BDs de la 3e génération n'est attribuable qu'en partie à la contamination résiduelle du CsCl purifié ($\sim 14\%$), mais est totalement explicable par la contamination interne : $\sim 14\%$ par l'évaporation, jusqu'à 70% par la fabrication et les autres ingrédients, et $\sim 2.3\%$ par l'émanation du contenant. Notons que les contributions des neutrons de spallation et de fission sont considérées négligeables pour le moment, mais qu'une contribution du Rn de l'air ambiant n'est pas exclue.

La contribution des neutrons sera plus facilement quantifiable (en enlevant et remettant le blindage d'eau, par exemple) lorsque la masse active sera augmentée, et le bruit de fond α sera considérablement réduit, en particulier en éliminant la contamination introduite par l'étape d'évaporation et en purifiant les autres ingrédients que le CsCl. Le Rn émanant du contenant est pour le moment négligeable, mais prendra de l'importance lorsque le bruit de fond α sera significativement

réduit. De nouvelles mesures avec le détecteur de fuite à l'He, à SNO et à Montréal, seraient très profitables pour déterminer précisément la contribution du R_n de l'air ambiant.

Notons que l'augmentation de la masse active des BDs augmenterait proportionnellement l'efficacité α , à cause des effets géométriques. Ainsi la réduction du bruit de fond α doit s'améliorer par un facteur au moins équivalent à l'augmentation de la masse active.

6.2. ANALYSE DES DONNÉES

La caractérisation des signaux a été effectuée grâce à une analyse préliminaire. Une analyse automatique a ensuite été développée à partir de ces résultats. Dans cette section seront d'abord exposés la méthode et les résultats de l'analyse préliminaire, sur la première partie des données SNO, ensuite seront expliqués l'analyse automatique et ses résultats. Ces derniers serviront au calcul de la limite sur la section efficace.

6.2.1. Caractérisation du signal

Le système DAQ étant basé sur des piezos, il est sensible aux bruits environnants, et produit lui-même un certain niveau de bruit électronique. Ces bruits sont discriminés des signaux produits par l'éclatement d'une bulle grâce à des critères établis lors des mesures d'étalonnage avec la source ^{252}Cf . Un signal provoqué par une bulle consiste en une impulsion franche, suivie d'une oscillation de haute fréquence (25-120 kHz), allant en s'atténuant, sur une durée de 1-4 ms. La plupart des bruits acoustiques et électroniques consistent en des signaux de basse fréquence, et ne comportent pas d'oscillation régulière. La figure 6.5 montre un exemple de chacun de ces types de signaux.

6.2.1.1. Qualité du signal

Le type de colle fixant le piezo au contenant du BD, son adhésion et son vieillissement constituent des facteurs importants du couplage acoustique, et donc de la qualité des signaux enregistrés. Plusieurs types de résines époxydes ont été testés : la *Dupont 5 min* est pratique car facile à décoller, et donne de bons résultats à court terme, mais étant très rigide et sensible aux variations de température, elle vieillit (jaunit et s'effrite) en quelques semaines. La *3M Scotch-Weld DM-190 gray* est plus difficile d'utilisation, mais étant plus flexible, la qualité acoustique est

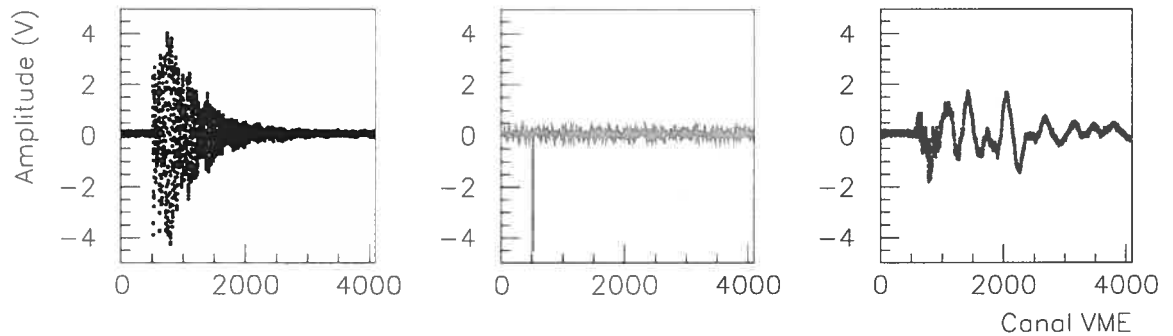


FIG. 6.5: Signal typique de bulle (à gauche), de bruit électronique (au milieu) et acoustique (à droite).

excellente sur une longue période (>1 an), lorsque l'adhésion est réussie. En effet, il faut éviter que des bulles d'air se forment dans la colle lors de son application, de plus la surface du contenant doit être propre et légèrement sablée, surtout dans le cas des contenants en PP SNO. Les piezos ont tendance à se décoller lors du transport des BDs, particulièrement lorsqu'ils sont exposés au froid ; ceci se reflète immédiatement dans la qualité du signal.

Les signaux de bulle sont de plus faible amplitude lorsque T et P diminuent. Les mesures en fonction de la pression au TANDEM ont montré que la qualité du signal reste sensiblement la même à la pression atmosphérique et lorsque les BDs sont soumis à une pression supplémentaire de $P = 5$ psi. Cependant, à $P = 10$ psi, la perte de signal devient très importante, et à $P = 15$ psi, les bulles deviennent inaudibles. La pression ambiante à SNO étant de $P = 3.2$ psi au-dessus de la pression atmosphérique, le signal devrait rester semblable à celui observé à Montréal.

Nous avons vu à la section 6.1.2 que chaque BD comportait 2 piezos ; étant donnée la forme allongée des contenants, un des piezos est collé vers le haut, l'autre vers le bas. Il s'avère que ce dernier génère des signaux de plus grande amplitude et de meilleure qualité ; ainsi le positionnement des piezos influence aussi la qualité acoustique du signal.

6.2.2. Méthode d'analyse

Le signal est enregistré par le système DAQ, basé sur des cartes ADC (conversion analogue à digitale), à l'aide d'un programme Labview développé par R. Gornea, permettant d'enregistrer les données et de produire une analyse de Fourier.

Notons qu'une session de prise de données consiste en ~ 30 h de mesure dans le cas du bruit de fond, et jusqu'à 1000-1500 bulles sont détectées lors d'un étalonnage. Chaque session est suivie d'une recompression à 125 psi d'au moins 10h dans le cas du bruit de fond, 5h pour les étalonnages.

Dans la présente section, le rapport signal sur bruit est défini comme étant le nombre de signaux correspondant à des bulles par rapport au nombre total de signaux (comprenant les bruits acoustique et électronique).

6.2.2.1. *Analyse préliminaire*

La première méthode d'analyse consiste à étudier visuellement chaque événement enregistré par le système DAQ. Les signaux considérés comme provenant de l'éclatement de bulles sont ceux qui comportent des temps de montée et de descente non nuls, en plus des caractéristiques énumérées à la section 6.2.1. Les pics et les double-pics montrés aux fig.B.4, B.8 et B.9 sont rejetés.

La figure 6.6 montre que pour plusieurs mesures d'étalonnage, le rapport signal/bruit est de presque 1, signifiant que $\sim 100\%$ des événements sont considérés comme des signaux de bulle. Ceci indique que la méthode d'analyse peut atteindre une efficacité de 100% pour les sessions de mesure de bonne qualité. Dans le cas des mesures de bruit de fond, quelques mesures faites autour de la température de la pièce atteignent un rapport signal/bruit de presque 1, mais dans la plupart des cas, le rapport est inférieur à 60%. Notons que toutes les sessions de mesure sont incluses dans cette analyse.

La distribution en temps des événements de bulle devrait suivre une distribution de Poisson, alors que les bruits acoustiques et électroniques devraient survenir par paquets. La figure 6.6 montre que les signaux considérés comme des bulles sont effectivement distribués aléatoirement, et sont généralement espacés en temps, alors que les pics associés à des bruits suivent de très près le signal les précédant.

L'utilité de ce type d'analyse est limitée au développement de la méthode d'analyse finale, car elle a un caractère subjectif. Les résultats présentés dans ce chapitre ne serviront donc pas au calcul final de la limite sur la section efficace, mais sont néanmoins fort intéressants pour une analyse comparative entre les BDs, simultanée à la prise des données, pendant que l'analyse automatique était développée.

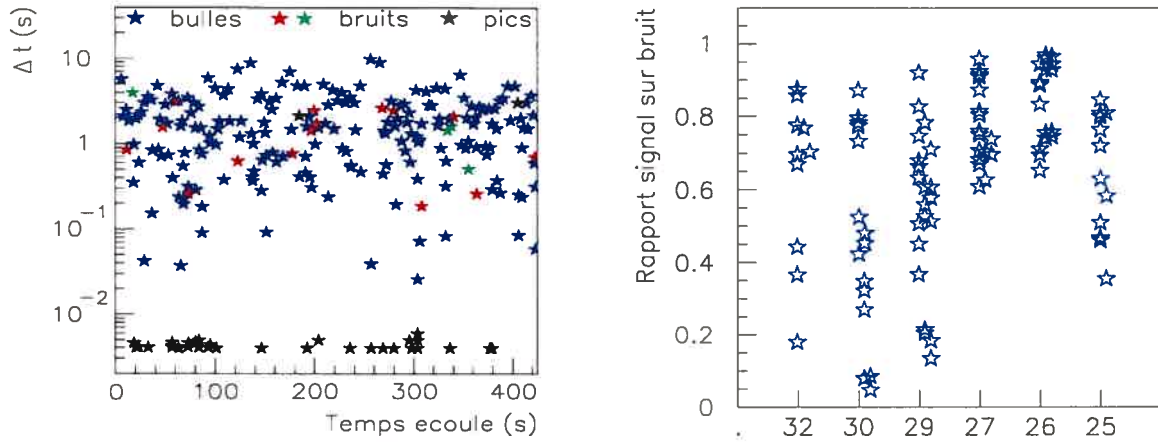


FIG. 6.6: A gauche : intervalle de temps entre deux événements d'un fichier de données analysé avec la méthode préliminaire. A droite : rapport signal sur bruit lors des étalonnages des BDs installés à SNO.

6.2.2.2. Analyse automatique

La sélection des événements lors de l'analyse automatique est entièrement basée sur l'analyse en fréquence des signaux ; en effet, les spectres des transformées de Fourier des signaux de bruit ne présentent pas de composantes entre 40 et 100 kHz. Les signaux sont traités de la façon suivante : i) la transformée de Fourier est calculée ; ii) toute composante de moins de 25 kHz est filtrée, seule l'intervalle entre 25 et 120 kHz est conservée ; iii) le signal est reconstruit (transformée de Fourier inverse) et un facteur de qualité est calculé selon la réponse en temps et fréquence ; le paramètre Q résultant est indépendant de l'amplitude [90]. Un poids est accordé à chaque événement : plus la fréquence est près de 125 kHz, plus le poids est important. iv) finalement un seuil software est défini, et les événements sont sélectionnés.

L'efficacité de l'algorithme de sélection (92.7 ± 0.1)% est évalué à partir des mesures de haut taux de comptage (~ 1 Hz) effectuées avec la source d'AcBe. L'efficacité de cette analyse pour les données prises à SNO varie aussi d'une session à l'autre, cependant certaines sessions de données comportant beaucoup de bruit sont rejetées. En effet, lorsque le taux de comptage est élevé, il arrive que de bons signaux soient corrompus, et les filtres de l'analyse automatique ne sont plus en mesure de reconstruire les événements.

6.2.2.3. Différences

La comparaison des résultats de l'analyse préliminaire et automatique varie d'une session de mesure à l'autre : de façon générale, les deux types d'analyse donnent des résultats comparables pour les fichiers de bonne qualité, et même parfois identiques pour certaines mesures de bruit de fond et d'étalonnage effectuées à Montréal. Mais dans le cas de fichiers de moins bonne qualité, l'analyse préliminaire rejette plus d'événements que l'analyse automatique.

La différence principale entre les deux types d'analyse réside dans le fait que l'analyse préliminaire est basée sur l'enveloppe des signaux (temps de montée et de descente), alors que l'analyse automatique est uniquement basée sur la fréquence. Ceci se reflète surtout dans le cas des signaux de faible amplitude (< 500 mV à T_{piece}) ou ne présentant qu'une partie des caractéristiques d'un signal de bulle, qui sont par conséquent plus difficiles à classer. Par exemple, les deux premiers signaux de la fig.6.7 seraient interprétés comme des bruits dans le cas de l'analyse préliminaires, mais le 2e serait sélectionné par l'analyse automatique car lorsque vu de plus près, sa réponse en fréquence est semblable à celle d'une bulle. Or étant donné que les signaux portent la signature en fréquence du piezo, il est possible que certains bruits se confondent à des signaux de bulle.

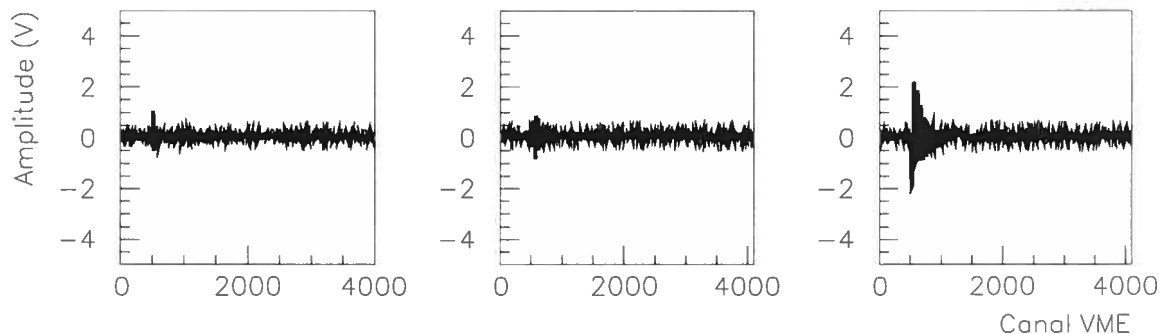


FIG. 6.7: Exemples de signaux dont l'interprétation pourrait varier selon le type d'analyse.

Certains types de bruits ont été identifiés à force d'expérience, en étant présent autour du montage lors des mesures et en comparant le type d'événements selon l'environnement, la température et la pression. Contrairement à ce qu'on

prévoyait, le système n'enregistre pas de bruit provenant de sons de grande intensité dont on ressent les vibrations, comme l'alarme d'incendie et les explosions ayant lieu dans la mine autour du labo SNO.

Cependant le DAQ est très sensible au bruit d'air comprimé (comme le son produit par un fusil à huile), ce qui est problématique au labo SNO, qui comporte une dizaine de pompes hydrauliques, pneumatiques et à diaphragme. Des exemples sont montrés à la fig.B.5. La méthode d'analyse préliminaire rejette ce type d'événements, alors que dans l'analyse automatique, ils sont pour la plupart acceptés. Ainsi dans le premier cas, une partie des signaux véritables est possiblement rejetée, mais les résultats ne sont pas sensibles au niveau de bruit, alors que dans le deuxième cas, la totalité du signal est probablement enregistrée, mais avec une certaine contamination d'événements dont l'origine est incertaine.

Idéalement, l'analyse automatique devra éventuellement tenir compte du temps de montée et de descente des signaux.

6.2.3. Sources de bruit

Le niveau de bruit varie énormément selon la session de mesure et le canal de DAQ (comprenant le piezo, pré-ampli, carte VME et les câbles d'alimentation et de signal), ce qui démontre la présence de sources de bruit externe variant dans le temps et/ou selon les variations dans l'environnement (P , T , activité humaine). La nature exacte des sources de bruit et la forme des signaux produits par ces sources ne sont encore que partiellement comprises.

La figure 6.6 montre le rapport signal/bruit des mesures d'étalonnage. Ce rapport est beaucoup plus bas dans le cas des BD-1000 que dans le cas des BD-100, indiquant une plus grande proportion de bruit. Ceci s'explique par la moins grande sensibilité des BD-1000 à T_{piece} , qui demande de plus longues durées d'exposition à la source ^{252}Cf , typiquement 1h30 par comparaison à 15 min pour les BD-100; le DAQ enregistre donc plus de bruits de l'environnement. Les étalonnages des BD-100 étant au contraire beaucoup plus rapides, le taux de comptage est beaucoup plus élevé que le niveau de bruits ambiants, et les rapports signal/bruit sont meilleurs. De la même façon, les mesures de bruit de fond ont un rapport signal/bruit beaucoup moins bon que celui des étalonnage, variant de 1 jusqu'à 0.01, alors que les mesures d'étalonnage se situent plutôt entre 1 et 0.1. Les BDs "sno-25" et "sno-27" ont un rapport particulièrement bon, ceci pourrait s'expliquer par des différences dans l'acoustique (piezo mieux collé?) et/ou dans

l'électronique (par exemple s'ils ne partagent pas la carte VME avec d'autres BDs).

6.2.3.1. *Bruit acoustique*

Certaines sessions d'étalonnage et de bruit de fond sont complètement dominées par le bruit, alors que d'autres n'en comportent que très peu, sans raison évidente. Des tests visant à associer le niveau de signal sur bruit avec les activités ayant lieu simultanément aux mesures (comme les extractions de R_n du H_2O ou D_2O de SNO, qui sont particulièrement bruyantes) ont été effectués, mais les variations n'étaient pas assez marquées pour établir une corrélation ; il semblerait donc que le système soit sensible au bruit provenant de l'environnement à des fréquences pas nécessairement audibles. Cette hypothèse pourrait être vérifiée grâce à des analyses en temps comparant le niveau de bruit des mesures faites pendant la nuit, où l'activité dans le labo est à son minimum, à celles faites pendant le jour.

6.2.3.2. *Variation de pression*

De nombreuses observations indiquent que les variations de pression imposées au système constituent une source de bruit importante.

Plusieurs mesures de bruit de fond effectuées à Montréal montrent un taux de comptage significativement plus élevé (facteur ~ 3) dans la première heure d'acquisition des données. La méthode d'analyse préliminaire élimine cet effet ; dans le cas de l'analyse automatique, les 2 premières heures de mesure sont systématiquement retranchées.

Le tableau suivant montre le taux de comptage de chacune des mesures d'une série de 10 mesures subséquentes, ainsi que la durée de recompression des BDs avant chacune de ces mesures.

temps de compression (h)	130	100	40	10	10	100	10	170	10	10
taux de comptage (bul/h)	46.8	37.5	18.6	15.5	13.6	18.0	11.2	23.3	9.3	8.3

Il s'avère qu'après une longue période de recompression, le taux de comptage est systématiquement très élevé, et est dominé par le bruit ; il semble ensuite se stabiliser pour des périodes de compression de durée équivalente. Ceci indique que le niveau de bruit d'une mesure est corrélé au temps de compression, et serait probablement relié à des mouvements du gel ou à du N_2 incorporé à l'huile

minérale. Il est donc essentiel de conserver un cycle de mesure et de compression fixe pour obtenir des mesures de bruit de fond comparables.

Afin d'étudier les sources de bruit externe, le signal des BDs est enregistré même lorsqu'ils sont comprimés. La plupart de ces fichiers ne comportent que très peu d'événements. Cependant, certains d'entre eux¹ comportent des signaux très similaires à des bulles : la réponse en fréquence est la même, mais l'enveloppe de l'oscillation présente généralement un temps de descente plus court. Or aucun de ces événements ne peut correspondre à une bulle, puisque $P = 7$ bar ; ils sont nécessairement causés par des sources de bruits acoustiques ou électroniques. Les fichiers enregistrés lors de la décompression, au cours de laquelle la pression passe de 7 à 0.3 bar en 300 s environ, comportent parfois beaucoup de ces signaux, jusqu'à l'équivalent de 170 bul/h².

Afin d'étudier la présence de ces bruits lors de la compression et décompression, un BD a été fabriqué avec du C_3F_8 , inactif à la température de la pièce. Lorsque ce BD est mis en comptage après une longue période de compression, des signaux en forme de pics de petite amplitude sont enregistrés, ainsi que des signaux identiques à celui de bulles. Lorsque mesuré après seulement quelques minutes de compression, aucun signal n'est enregistré. Les bruits survenant lorsque les BDs sont comprimés et lorsqu'ils sont en décompression pourraient s'expliquer par des mouvements du gel, ou du bruit transmis par la ligne de recompression (cuivre, N_2). Il est possible que du N_2 se dissolve dans l'huile minérale lors de la compression, formant des bulles qui éclatent plus ou moins rapidement lorsque la pression est relâchée.

Dans le cas du BD "sno-30" le piezo du haut a été collé sur le couvercle plutôt que sur le contenant, afin de discriminer les bruits transmis par la ligne de compression en Cu. Ce piezo ne déclenche pas (ou très rarement) lorsqu'une bulle est enregistrée sur le piezo collé au bas du même BD ; cependant, lorsque le BD est en décompression, des signaux similaires à des bulles sont parfois enregistrés par le piezo collé sur le couvercle. Ceci suggère que le flux de N_2 dans la ligne de Cu est une source potentielle de bruit acoustique.

¹par exemple : 281.dds et 283.dds

²239.dds

Bruit électronique

Lorsque mesuré avec un oscilloscope conventionnel, le niveau de bruit électronique d'un canal DAQ varie au-delà des fluctuations acoustiques. Ceci se reflète dans les taux de comptage des BDs, qui pour une même session de mesure peut varier jusqu'à un facteur ~ 36 d'un canal DAQ à l'autre. La forme des signaux est facilement identifiable : il s'agit généralement de pics de courte durée ou de bruit blanc, dont les spectres en fréquence sont identifiables, ils sont donc facilement discriminés. La fig.B.4 en montre des exemples typiques.

La capacité d'acquisition du système est limitée à environ 1 événement/s ; ainsi, le taux de comptage augmentant avec la température, des signaux de bulle sont possiblement perdus à cause du temps mort du système. De plus, lorsque le taux de comptage est trop élevé, la carte *VME* se surcharge, s'emballe et produit de nombreux événements sans signification physique. Le temps mort du système n'a pas encore été déterminé, ce qui n'est pas problématique dans le cas des mesures de bruit de fond, par contre les températures d'étalonnage sont limitées à $T = 35^\circ\text{C}$ pour les BD-100, $T = 45^\circ\text{C}$ pour les BD-1000.

6.2.3.3. *Température*

L'augmentation en T du système est corrélée à une augmentation du niveau de bruit ; ceci s'explique en partie par la surcharge du système DAQ, mais aussi par une augmentation du bruit électronique.

Le niveau de bruit blanc des piezos, tel que mesuré avec un oscilloscope conventionnel, augmente significativement avec la T . Ceci serait dû à l'augmentation du bruit intrinsèque des piezos et des câbles d'alimentation et de signal se trouvant à l'intérieur des TCS. Le seuil de déclenchement était donc ajusté en conséquence lors des étalonnages : ajusté à 500 mV à $T_{\text{pièce}}$ pour un pré-ampli de gain $\times 5000$, il était monté à 600 mV à $T = 45^\circ\text{C}$.

La modulation du courant fourni aux jonctions Peltier constitue une source potentielle de bruit électromagnétique par effet d'antenne entre les câbles d'alimentation des jonctions et les câbles de signal et d'alimentation des canaux de DAQ. De plus, le démarrage fréquent des jonctions est susceptible d'amplifier l'effet de mises à la terre flottantes (s'il y en a) entre les différentes composantes de l'électronique (pre-ampli, VME, etc).

6.2.4. Calibrage des détecteurs

Les calibrages à SNO sont effectués avec une source ^{252}Cf ayant une activité de 1758 Bq. Lors des calibrages, la source est placée au centre du TCS à une distance de 10 cm du centre des BDs ($\Phi_{neu} \sim 2 \text{ neu/cm}^2/\text{s}$). A cause de sa très faible intensité, le temps d'exposition des BD-1000 nécessaire pour obtenir une statistique intéressante est extrêmement long, ce qui laisse de la place à des signaux causés par des bruits acoustiques et par les émetteurs α . De plus, la source étant encapsulée, sa position exacte est inconnue ; l'erreur sur sa position verticale est évaluée à environ ± 5 cm. Malgré ces sources d'erreur, la fig.3.6 montre que les résultats obtenus sont consistents.

La fig. 6.8 montre qu'entre 23oC et 30oC, la réponse des BD-100 reste à peu près la même, alors que celle des BD-1000 augmente de presque un ordre de grandeur. Ceci s'explique par le fait que le spectre d'énergie des neutrons de la source ^{252}Cf est piqué autour de 1MeV, ce qui correspond à peu près au seuil de détection des BD-1000 à la température de la pièce.

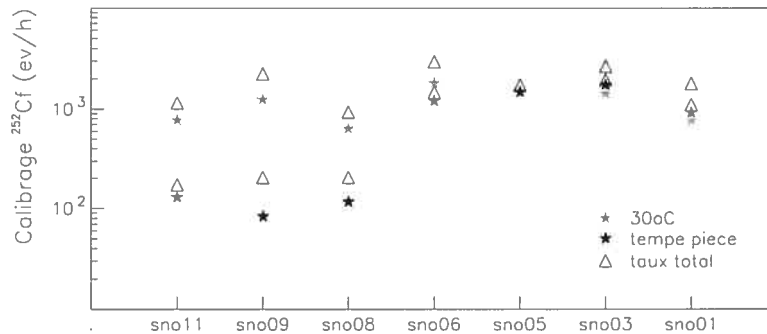


FIG. 6.8: Calibrage des BDs installés à SNO

6.2.4.1. Stabilité des détecteurs

Des calibrages complets (i.e. à toutes les T d'opération que le DAQ permet) ont été effectués au labo SNO entre juillet 2002 et février 2003, puis du 11 au 14 août 2003, afin de vérifier la stabilité de la réponse des BDs. Les BDs “sno-25”, “sno-29” et “sno-30” sont ensuite été rapportés à Montréal, puis calibrés avec la source AcBe. Le taux de comptage ne semble pas avoir diminué entre ces deux périodes ; la sensibilité des BDs serait donc stable sur l'échelle de 1 an. Ceci

est critique pour les mesures de bruit de fond devant s'échelonner sur plusieurs années.

Cependant, l'analyse automatique confirme que de façon générale, les facteurs de qualité des signaux obtenus lors de la 2e période de prise de données (mars-décembre 2003) sont en moyenne significativement moins élevés que lors de la 1e période (juillet 2002-février 2003). Ceci se traduit par une baisse du taux de comptage lorsque les données sont analysées avec la méthode préliminaire, qui est plus sensible à la forme des signaux. Cette dégradation de l'acoustique serait due au vieillissement du gel des BDs ; ceci fût observé auparavant (BDs "CsCl-01", "CsCl-02" et "CsCl-03"), et semble être une caractéristique des détecteurs à base de CsCl. Notons que la dégradation des propriétés est possiblement accélérée par de longues périodes de décompression (jusqu'à 90h), comme celles pratiquées aux mois de mars et avril 2003.

6.3. LIMITE SUR LA SECTION EFFICACE DU NEUTRALINO

Cette section explique les critères permettant d'exclure le signal d'un type de χ_0 donné. Les données expérimentales ont été ajustées, les paramètres optimisés et les tests du χ^2 effectués grâce au programme d'analyse interactive *ROOT* [88], incluant la routine *MINUIT* pour la minimisation des erreurs.

6.3.1. Ajustement des données expérimentales

Nous avons vu à la section 6.1.4 que le taux de comptage des BDs installés à SNO serait dû à des sources d'émetteurs α . Par conséquent, les données expérimentales sont ajustées par la fonction d'ajustement ("fit α ") obtenue lors du calibrage du BD dopé à l' ^{241}Am (voir fig.3.8 et [90]) ; seule l'amplitude de cette fonction est variée, les autres paramètres restent fixés.

La fig.6.9 montre le "fit α " des données analysées avec la méthode préliminaire, en regroupant les BDs selon la pureté du CsCl utilisé lors de leur fabrication. En effet, les BDs "sno-26", "sno-27", "sno-29" et "sno-30" (groupe *CU*) ont été fabriqués avec du CsCl purifié au moins en partie à Carleton University, donc possiblement contaminé. Les BDs "sno-25" et "sno-32" (groupe *SUF*) ont été fabriqués avec du CsCl purifié lors d'extractions au HTiO effectuées à SNO, donc de la meilleure radiopureté que nous ayons pu obtenir jusqu'à présent³, et certainement plus

³Novembre 2003 en ce qui concerne cette thèse ; nous verrons à la section 6.4 que la contamination α a été encore réduite.

grande que celle du CsCl purifié à Carleton University. Il s'avère que le taux de comptage du groupe *CU* est plus élevé que celui du 2e groupe, et cela au-delà des marges d'erreur : le paramètre d'amplitude du "fit α " est de $a = 1.91 \pm 0.04$ et le χ^2 du "fit α " est de $\chi^2 = 1.23$ dans le premier cas, alors que dans le 2e cas, $a = 1.18 \pm 0.04$ et $\chi^2 = 1.29$. Le fait que cette différence de radio-pureté soit visible dans le taux de comptage est une indication que la principale source de bruit de fond est effectivement la contamination α .

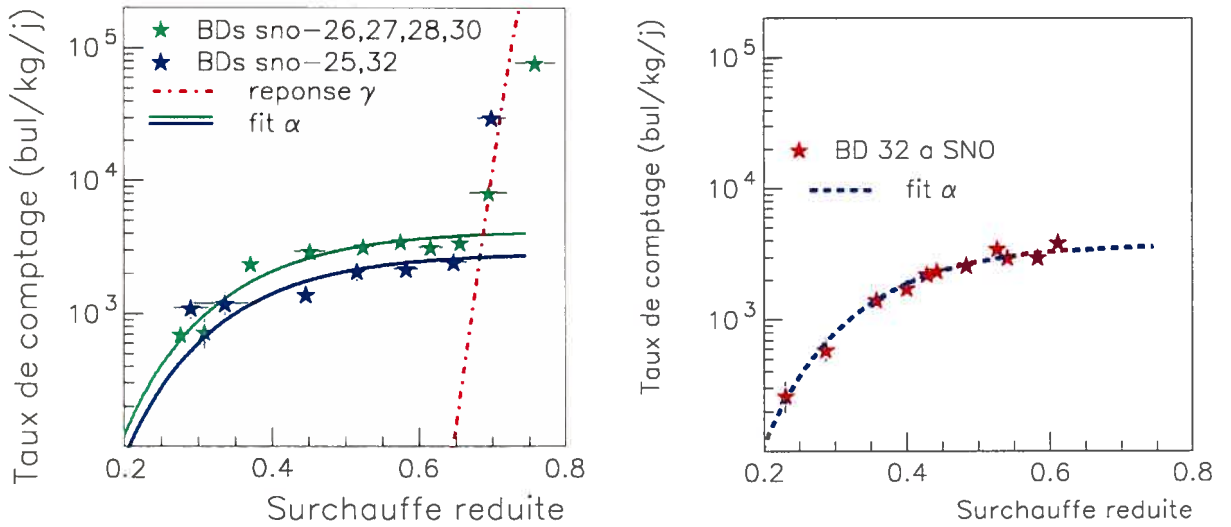


FIG. 6.9: A droite : données prises à SNO entre juillet 2002 et février 2003, analysées avec la méthode préliminaire. A gauche : données prises à SNO avec le BD "sno-32" entre mai 2003 et janvier 2004, analysées avec la méthode automatique.

L'ajustement des données du BD "sno-32" analysées avec la méthode automatique est montré à la fig.6.9. L'amplitude du fit α est de 1.45 ± 0.05 , et le χ^2 correspondant est de 1.37, indiquant le bien-fondé de la fonction choisie [87].

6.3.1.1. Ajustement à un signal de neutralinos

Nous avons vu à la section 3.3 qu'en présence de \mathcal{X}_0 , la réponse en température des BDs est modifiée, et correspond au taux de réaction de ces \mathcal{X}_0 (voir fig.3.10) superposé au taux de comptage dû à la contamination α . La forme de cette réponse varie selon la masse M_x et la section efficace σ_p du \mathcal{X}_0 , ainsi les données expérimentales sont ajustées pour chacune des M_x par une fonction à deux paramètres, soit l'amplitude de la réponse α , et la section efficace du signal \mathcal{X}_0 : $fit = a \cdot reponse \alpha + b \cdot signal(\mathcal{X}_0)$.

Dans un premier temps, cette analyse est effectuée à partir des données expérimentales obtenues avec le BD “sno-32”, pour lequel le plus de données ont été prises et analysées avec la méthode automatique (les BDs #31 et les BDs discutés à la prochaine section n’ont pas été mesurés à toutes les températures au moment d’écrire ces lignes).

Il s’avère que pour toutes les M_X , *MINUIT* trouve une erreur sur la section efficace du signal \mathcal{X}_0 (Δb) plus grande que la valeur de b elle-même ($\Delta b > b$). Ceci indique que le signal de \mathcal{X}_0 est compatible avec zéro, la présence de \mathcal{X}_0 est donc exclue par la mesure. La limite sur ce signal est calculée à un niveau de confiance de 90% ⁴ pour chaque valeur de M_X considérée ; le résultat de cette analyse est montré à la fig.6.10 sous la forme d’une courbe d’exclusion, avec un minimum à 6.4 pb pour $M_X = 30$ GeV.

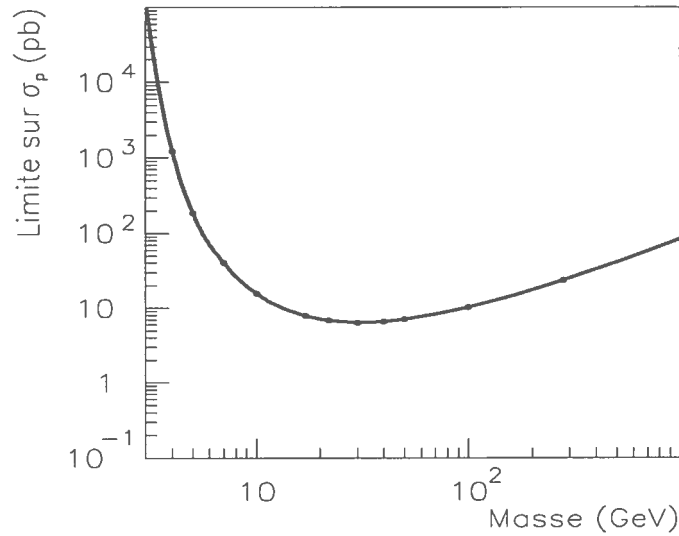


FIG. 6.10: Courbe d’exclusion obtenue à partir des données expérimentales du BD #32 installé à SNO.

6.3.1.2. Courbe d’exclusion

Afin de publier une nouvelle courbe d’exclusion, les données obtenues avec plusieurs détecteurs devront être combinées. Dans un tel cas, chaque ajustement d’une série de données produit une valeur de section efficace et son erreur associée, ces valeurs sont ensuite additionnées en quadrature, en tenant compte des

⁴La limite correspond à la valeur de σ_p telle que l’intégrale d’une gaussienne centrée sur b et de largeur Δb donne 90% de la même intégrale entre 0 et ∞ : $\text{erf}(\frac{\lim-b}{\Delta b}) = 1 - \epsilon = 0.9$.

différences de sensibilité et de niveau de bruit de fond de chaque BD. Ce travail est présentement en cours, et devrait donner des résultats sous peu. L'exposition totale accumulée en date du 28 février 2004 est de $3.20 \text{ kg} \cdot \text{j}$, par comparaison à seulement $0.43 \text{ kg} \cdot \text{j}$ pour la limite montrée à la fig.6.10 obtenue avec le BD #32.

Note sur la courbe d'exclusion publiée par PICASSO en 2000 [69]. Le calcul a été fait dans les débuts du projet, à partir d'une mesure effectuée avec 16 BDs 8mL, représentant une masse active totale $\sim 1 \text{ g}$, dont le taux de comptage a été mesuré à Montréal pendant environ 2 mois à seulement deux températures (T_{piece} et 15°C). Cet article montre une courbe dont la meilleure limite se situe à $\sim 13 \text{ pb}$ pour $M_X = 30 \text{ GeV}$, donc à peu près 2 fois plus grande que celle imposée par le présent calcul, malgré les grands efforts de réduction du bruit de fond. Effectivement, le bruit de fond des BDs 8mL semble être inférieur à celui des BDs 1L de la 2e génération (voir tableaux A.4 et A.6) ; la différence s'expliquerait donc par l'exposition plus grande du BD "sno-32" étudié ici. Mais il faut noter que l'acquisition des données se faisait à l'oeil, la méthode d'analyse était encore embryonnaire et les calibrages peu poussés, ce qui rend la comparaison directe de ces deux résultats délicate. Cette ancienne limite devrait donc être considérée comme une première approche à la détection de la matière sombre basée sur la technique du détecteur à bulle, par opposition à la limite extraite dans ce chapitre, qui consitue la preuve de principe que la sensibilité de PICASSO est adéquate pour la détection de la matière sombre.

6.3.2. Comparaison avec d'autres projets de détection de matière sombre

La présente section vise à situer PICASSO par rapport aux autres projets majeurs de détection de matière sombre. Il est important de noter que plusieurs hypothèses doivent être émises afin de permettre une comparaison entre les résultats obtenus avec des noyaux cibles et des techniques expérimentales indépendantes, ce qui peut mener à des différences importantes dans l'interprétation des résultats expérimentaux.

La faible masse du ^{19}F ne permet pas de comparaison directe avec les projets dans le domaine SI ; par contre les résultats de PICASSO sont significatifs dans le domaine SD. Il est intéressant de les comparer avec ceux de *LiF Kamioka*, qui utilise le même type de noyau cible, mais sous forme de bolomètre, un principe de détection totalement différent du BD. Avec une statistique de $4.1 \text{ kg} \cdot \text{j}$, la

meilleure limite de *LiF Kamioka* est de 23 pb pour $M_X = 40$ GeV. Le signal annoncé par le groupe *DAMA* dans le domaine SI a été converti en une région dite permise dans le domaine SD ; on peut voir à la fig.6.10 que le résultat présenté ici est à un peu plus d'un ordre de grandeur de cette région, pour une exposition 10^7 fois moins grande, démontrant la grande sensibilité de PICASSO. On s'attend à ce que la courbe calculée à partir du taux de comptage des nouveaux BDs de plus bas bruit de fond (discutés à la section 6.4) sera très près de la région permise par *DAMA*.

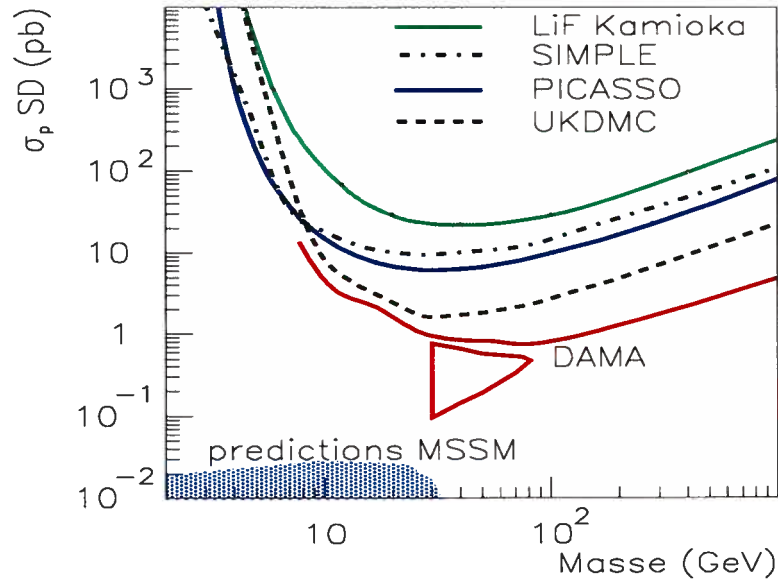


FIG. 6.11: Courbes d'exclusion de la section efficace dépendante du spin du neutralino des principaux projets de détection de matière sombre [89].

PICASSO a le grand avantage de ne pas requérir d'appareillage expérimental particulièrement coûteux, qui pourrait éventuellement limiter la taille du détecteur final, comme les systèmes cryogéniques des bolomètres *CDMS* et *EDELWEISS* par exemple. Le BD étant un détecteur à seuil, il est aveugle à la plupart de la radiation ambiante, le rendant très sensible malgré sa taille modeste (6.9 g et ~ 0.43 kg.j par comparaison aux 100 kg de NaI et 10^7 kg.j de DAMA).

6.4. PROGRÈS RÉCENTS

En novembre 2003, de nouveaux BD-1000 ont été construits dans la salle semi-propre du groupe PICASSO au laboratoire RJA-Lévesque, suivant la même

procédure que celle exposée au chap.4, à la différence que tous les ingrédients sont purifiés avec du HTiO, suivant la procédure exposée au chap.5. Cependant aucune extraction au HTiO n'a été effectuée, ainsi l'efficacité du procédé et la radiopureté finale de la solution sont indéterminées. Il s'est avéré que leur taux de comptage est significativement plus faible que celui des BDs de la 3e génération, dont le BD "sno-32" ayant servi au calcul de la limite sur la section efficace à la section précédente. Le taux de comptage de cette 4e génération de BDs est en moyenne de 0.24 bul/g/j à SNO et ~ 1 bul/g/j à Montréal à $T = 44^\circ\text{C}$, par comparaison à ~ 3 bul/g/j pour le BD "sno-32" à SNO.

La fig.6.12 montre le gain en sensibilité que la réduction du niveau de contamination α permet de réaliser. Dans le cas du BD "sno-30", du CsCl purifié à Carleton University a été utilisé, alors que dans le cas des BDs "sno-31-32", le sel avait été purifié dans le laboratoire de chimie de SNO (voir section 6.3.1). Le niveau de radioactivité des BDs "sno-40-46-47" a été davantage réduit grâce à la purification de tous les ingrédients (plutôt que seulement le CsCl précédemment) et en les fabriquant dans une salle semi-propre. Ceci mène à une amélioration de la sensibilité d'un facteur 5 par rapport à la courbe d'exclusion présentée à la fig.6.10, et indique que la réduction du bruit de fond interne par la purification permet de gagner un facteur 50 en sensibilité, i.e. un facteur 10 entre la 3e et la 2e génération de BDs (tel que déterminé à la section 6.1.3.2), et un facteur 5 entre la 4e et la 3e génération.

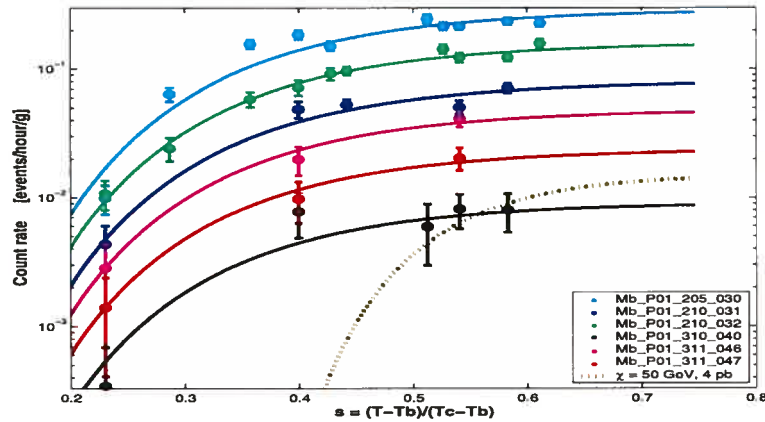


FIG. 6.12: Taux de comptage des BDs de la 3e et 4e génération.

Une étude sur l'amélioration de la sensibilité avec l'exposition des BDs a montré qu'une mesure de quelques mois basée sur 6 BDs équivalents au BD "sno-40" pourrait mener à l'exclusion d'une bonne partie de la région permise par *DAMA* dans le secteur SD, et que si la masse active atteignait 1 kg (donc l'équivalent de 100 BDs actuels), cette région pourrait être totalement exclue.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons vu que des différentes sources de bruit de fond, la contamination α domine le taux de comptage des BDs installés à SNO, ce qui est attendu puisque le niveau de neutrons ambiants est grandement réduit. Les données expérimentales peuvent donc être lissées avec la fonction d'ajustement des données de calibrage α , ce qui permet d'exclure la présence de \mathcal{X}_0 dont le taux de réaction altère significativement la réponse des BDs.

Une courbe d'exclusion de la section efficace réduite est ainsi obtenue à partir des données d'un détecteur de la 3e génération, la meilleure limite de 6.4 pb pour des \mathcal{X}_0 de 30 GeV (N.C. 90%) étant compétitive avec les autres grands projets. Le perfectionnement de l'analyse comprenant toutes les données disponibles, ainsi que de nouvelles techniques de fabrication, contribueront à améliorer prochainement la limite présentée dans ce chapitre.

CONCLUSION

Le but de cette thèse était de mettre en place une mesure permettant d'imposer une limite compétitive à la section efficace dépendante du spin du neutralino, en augmentant la masse active des détecteurs PICASSO, et en réduisant le plus possible toutes les sources de bruit de fond. Le premier objectif a été atteint en développant une méthode de fabrication de détecteurs à bulle de grand volume, résultant en une augmentation d'un facteur 40 de la sensibilité de la mesure par rapport à la limite publiée précédemment. La technique de mesure de faible radioactivité, dite d'extraction au HTiO, a permis de démontrer que la contamination radioactive est réduite d'un facteur 30 par la purification des matériaux. L'émanation de Rn par les matériaux a aussi été réduite d'un facteur 12, le montage rendu étanche à l'air ambiant, et finalement le bruit de fond dû aux neutrons réduit de plus de 8 ordres de grandeur en installant les détecteurs dans un laboratoire souterrain, dans un blindage d'eau.

La meilleure limite ainsi atteinte avec une exposition totale de ~ 0.5 kg.j est de 6.4 pb pour un \mathcal{X}_0 de 30 GeV, et sera améliorée très prochainement avec la prochaine génération de détecteurs. Malgré sa taille modeste, PICASSO parvient à imposer une limite comparable à celles produites par des projets de plus grande envergure, grâce à son principe de fonctionnement innovateur, qui le rend insensible au rayonnement ambiant (γ , μ , β), et grâce au facteur de forme avantageux du ^{19}F .

En principe, les méthodes de fabrication et purification actuelles permettraient d'atteindre une sensibilité de 1 coup/kg/j, et ainsi vérifier le signal annoncé par *DAMA*. La prochaine génération de détecteurs à base de ethylene-glycol-glycérol aurait le potentiel de rejoindre les prédictions théoriques, ainsi PICASSO pourrait devenir un projet majeur dans le domaine de la détection de la matière sombre.

La vérification du signal annoncé par *DAMA*, ou toute découverte de signal associé à la matière sombre, auraient des répercussions majeures dans les domaines de la cosmologie et de la physique des particules. D'une part, le problème

de la matière sombre (ou noire) trouverait une solution, et d'autre part, le cadre du Modèle Standard serait étendu à la supersymétrie.

RECOMMANDATIONS

Le niveau de bruit de fond de la mesure présentement en cours semble être inférieure à celui des BDs de la 3e génération, mais n'a pas été déterminé de façon absolue. D'autre part, les effets des neutrons de l'environnement et l'infiltration de Rn de l'air ambiant devraient devenir plus apparents. Afin d'évaluer leurs contributions relatives, les mesures suivantes devraient être effectuées :

- (1) Détermination de la radioactivité des ingrédients, grâce à des mesures d'extraction au HTiO
 - sur une solution des ingrédients autres que le CsCl
 - sur une solution de CsCl avec une concentration de 50%. En effet, l'étape d'évaporation pourrait être évitée en purifiant le CsCl à la concentration voulue pour la fabrication ; cependant ceci compromet l'efficacité de purification.
- (2) Mesure de marquage au Rn, selon les étapes suivantes :
 - (a) étancher la ligne de compression en Cu
 - (b) effectuer 1-2 semaines de mesure à une température T_i où la sensibilité des BDs est suffisante pour produire une statistique intéressante
 - (c) isoler la moitié des BDs, puis mettre en contact l'autre moitié des BDs avec l'air ambiant, simplement en dévissant quelques connecteurs *Swagelok* et en les revissant quelques heures plus tard
 - (d) effectuer 1-2 semaines de mesure à T_i

Si les BDs sont effectivement sensibles au Rn, le taux de comptage devrait augmenter lors de la deuxième mesure, et diminuer avec une constante de temps de 4 jours si le montage est rendu étanche à nouveau. Si ce n'est pas le cas, il faudrait envisager le même type de manipulations, mais en retirant l'huile minérale du dessus des BDs.

- (3) Mesure sans blindage contre les neutrons de l'environnement (en retirant les cubes d'eau du montage installé à SNO), à une température déjà étudiée. Si les BDs sont sensibles aux neutrons de l'environnement, le taux de comptage devrait augmenter.

Ces deux mesures devraient se faire dans l'ordre suggéré, afin d'éliminer la contribution du Rn lorsque celle des neutrons est mesurée. Le niveau de bruit de fond de cette mesure pourrait encore s'améliorer en réduisant davantage la contamination interne des BDs, grâce à des techniques facilement intégrables au processus de fabrication :

- mise en marche de la purification avec la colonne de MnOx
- purification du C_xF_y

Il est important de souligner que les extractions au HTiO devront être effectuées sur des quantités de CsCl beaucoup plus importantes lorsque le niveau de radioactivité aura été considérablement réduit. De plus, une fois les critères de purification atteints, le taux de comptage des BDs sera dominé par d'autres sources de bruit de fond ; la méthode d'analyse devra donc être adaptée en conséquence.

Prochaine étape

Le taux de comptage étant très faible, les résultats de la mesure en cours seront éventuellement limités par la statistique, et par la contamination interne due aux ingrédients et à la méthode de fabrication. Il devient alors essentiel de développer un nouveau type de BD qui permettrait d'augmenter la masse active et d'éviter l'utilisation d'un sel lourd (comme le CsCl) dans la composition du gel. Les détecteurs à base d'éthylène-glycol-glycérol semblent très prometteurs sous ces aspects.

Notons qu'à court terme, il serait rapide, simple et direct d'utiliser les mêmes méthodes de fabrication et de purification, mais pour produire des gels à base d'aceNa. Ceci a déjà permis d'obtenir des BDs dont le niveau de bruit de fond est 5 fois plus faible et la sensibilité 2-3 fois plus grande que dans le cas des BDs à base de CsCl.

Une autre étape importante devra être franchie : l'analyse des données développée jusqu'à présent repose sur l'hypothèse que la réponse des BDs est dominée par les α . Il faudra donc réviser la méthode, de façon à tenir compte de la réponse aux neutrons, mais aussi aux γ, β . En effet, lorsque le niveau de bruit de fond α sera significativement réduit, la contribution des particules à ionisation minimale prendra de l'importance, même aux températures d'opération. Idéalement, les résultats seraient confirmés à l'aide de Monte-Carlo simulant la réponse des BDs aux différentes sources de radiation. Le calcul de la courbe d'exclusion de la

section efficace SD devra éventuellement intégrer les erreurs systématiques, telles que la détermination de la masse active.

Les niveaux de bruits acoustique et électronique deviendront critiques lorsque le taux de comptage s'approchera de l'objectif de 1 événement/kg/j. A ce moment, il deviendrait avantageux de placer le piezo directement en contact avec le gel, à l'intérieur du contenant, afin d'augmenter la sensibilité aux signaux de bulles et réduire le niveau de bruit. De plus, les sources de bruit et la forme des signaux produits devront être étudiées en détail ; l'analyse automatique pourrait par exemple prendre en compte la forme des signaux (temps de montée et de descente) afin de les distinguer.

Long terme

L'extrapolation des résultats exposés dans cette thèse permet d'avancer des prédictions quant à l'amélioration de la sensibilité de PICASSO. Si le bruit de fond est réduit d'un facteur 10 supplémentaire et la masse active augmentée à 10 kg, une mesure de 1 an produirait une courbe d'exclusion qui commencerait à toucher les prédictions théoriques ; un autre facteur 10 de réduction du bruit de fond, une masse active de 100 kg et une exposition de 1 an permettraient de vérifier les prédictions théoriques les plus pessimistes [37].

Nous avons vu qu'en principe, il serait possible d'atteindre l'objectif de 1 événement/kg/j avec les méthodes de fabrication et de purification actuelle ; or leur adaptation à la fabrication de détecteurs de grande envergure poseront certainement de nouveaux défis techniques. La prochaine étape sera décisive : il s'agit de démontrer que le niveau de radioactivité ne limitera pas la sensibilité des BDs, et qu'une masse active d'au moins 1 kg peut être obtenue dans des détecteurs de volume raisonnable. Si ces preuves sont fournies, PICASSO sera sans doute un projet important quant à la vérification du signal annoncé par *DAMA*, et l'amélioration des courbes d'exclusion au-delà de *DAMA*, jusqu'aux prédictions théoriques.

Annexe A

FABRICATION ET SENSIBILITÉ DES DÉTECTEURS

A.1. PARAMÈTRES DE FABRICATION

BD-100	CxFy	brasseur	cloche	transport	pureté
rock	20 mL	1min @30	3.3h	N ₂	alu anodisé
shaker	40	1min @30	12h	N ₂	
pur	30	1min @30	1.3h	overlay	co-précipitation 25%
slo	50	1min @30	3h	N ₂	
comp	50	1min @20	12h	N ₂	inox
sno	40	1min @20	12h	N ₂	
calib	8.2	1min @30	12h	overlay	
sno pur	20	1min @30	12h		mélange CU suf
picasno II	20	1min @20-30	5h50	N ₂	super-purif CU
suf II	18	1min10 @20	5h	N ₂	super-purif + assayed suf
super III	20	1min15 @24	12h		mélange super-purif
super II	18	1min10 @24	12h		mélange super-purif
BD-1000					
sweet SNO	35	1min @30	12h		CsCl pur, sucre brut CU
candy	20	1min @30	2j	overlay	CsCl pur, sucre pur CU
half pure	20	50s @30	12h	solu tampon	CsCl pur, sucre brut
picasno I	20	1min @20-30	12h	overlay	super-purif CU
picasno III	20	1min @20-30	12h	overlay	925mL super-purif CU
suf I			12h		super-purif + assayed suf
super I	18	1min10 @24	12h		mélange super-purif

TAB. A.1: Paramètres de fabrication

A.2. CALCUL DE LA DENSITÉ DE LA SOLUTION SALINE

Après les processus de purification et d'évaporation, la concentration exacte de CsCl dans la solution n'est pas connue. Or une certaine quantité bien précise est nécessaire à la fabrication des BDs, afin de balancer la densité du C_xF_y (voir fig.A.1). Il faut donc déterminer la concentration de la solution de CsCl servant de base au gel du BD selon le calcul suivant.

- (1) la solution et l'eau utilisée pour la mesure de la densité doivent être à 20°C, l'eau utilisée doit être distillée et déionisée
- (2) un certain volume V de solution est pipeté et pesé à ± 0.001 g près (M_s) ; le même volume V d'eau est ensuite pesé de la même façon (M_w). Ces étapes sont répétées 2 ou 3 fois.
- (3) le calcul de la densité se fait à partir des mesures des masses M_s et M_w de volume V de solution d'eau :

$$\rho = \frac{M_s}{M_w} \times 0.998 \text{ g/mL} \quad (\text{A.2.1})$$

où 0.998 g/mL est la densité de l'eau à 20°C

- (4) calcul de la concentration en CsCl de la solution

$$C_s = 1374.4 \times \rho - 1388.8 \quad (\text{A.2.2})$$

Cette formule est ajustée aux données fournies par le Handbook of chemistry and physics, 67th edition, CRC Press, 1980.

ρ g/mL	C_s g/L
1.4835	652.7
1.5158	697.3
1.5495	743.7
1.5846	792.3
1.6212	843.0
1.6596	896.2

où ρ est la densité relative à 20°C, et C_s est la concentration en solution anhydride (anhydrous solute concentration)

- (5) calcul de la quantité de solution à utiliser pour fabriquer un détecteur de 1L

$$V_s = \frac{C_t}{C_s} \times 1000 \text{ mL} \quad (\text{A.2.3})$$

où C_t est la concentration voulue pour la fabrication du BD, donc 769g pour le BD-100 CsCl, xg pour le BD-1000 CsCl, et 652g pour le BD “slow growth”.

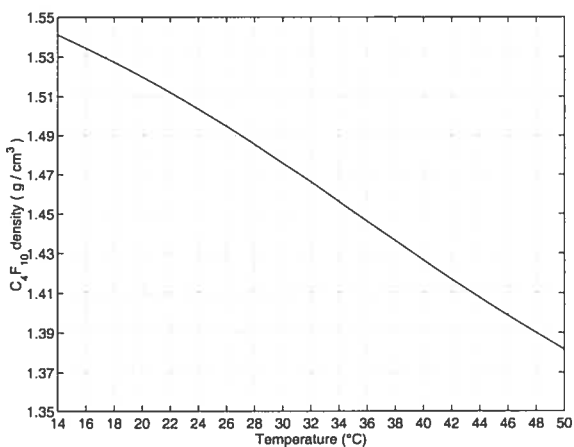


FIG. A.1: Densité du C_4F_{10} en fonction de la température.

A.3. TABLEAUX COMPARATIFS DE LA SENSIBILITÉ DES DÉTECTEURS

	bul/min	bul/min	moyenne	addition	écart
gal1	2.41	2.53	2.47		
gal2	1.63	1.66	1.65		
gal3	1.38	0.82	1.10		
gal4	1.75	2.23	1.99		
gal5	2.86	3.27	3.07		
gal3+gal5	4.95		4.95	4.167	16%
gal1+gal2	4.00	3.48	3.74	4.115	10%
gal1+gal2+gal3	4.00	4.66	4.33	5.217	17%

TAB. A.2: Taux de comptage de détecteurs de type galette.

détecteur	# bulles	durée (s)	taux de comptage
moitié du haut	1301	4608	0.282 ± 0.001
moitié du bas	1300	5212	0.249 ± 0.001
deux moitiés collées	2200	1936	1.136 ± 0.001

TAB. A.3: Etude de la distribution des gouttelettes dans un détecteur NaBr

1e génération		$\times 10^{-3}$ bul/neu/cm ²		bul/j
		à l'oeil	piezo	
8mL BD-100	904433 †	7.82 ☉	7.76 ‡	16×8mL : 1.57 bul/j 0.098 bul/j/BD
	904436 †	3.00 ☉	5.72 ‡	
	904437 † *		4.84 ‡	
	5013	11.7 ☉	10.9 ‡	
	4438	6.8 ☉	8.24 ‡	
	5014		14.0 ‡	
8mL BD-1000	75129	0.694		
	75149	0.378		
BD-100	1 galette	3.48		
	2 galettes	9.42		
	5 galettes	17.9		
8mL BD-100	171 †			0.056
	218 †	2.28		0.015
	274 †			0.031
8mL BD-1000	689	0.258		
	676	0.225		
apfel SDD	8012	7.0 ± 0.3 ☉	3.4 ‡	
8mL BD-100 ‡	19	13.61 ☉	34.98	
	10		35.64	
	1		27.33	
	4		30.18	

TAB. A.4: Calibrages et bruit de fond de la 1e génération de détecteurs, à la température de la pièce, en ordre chronologique de fabrication. Le taux de comptage a été mesuré grâce à un piezo moyen et le programme Gagescope (sauf indication contraire). † : détecteurs traités en température. * : détecteur ayant servi aux mesures de masse active. ‡ : détecteurs hlhl (section 4.2.1). ‡ : mesures avec le *TANDEM*. ☉ : bulles comptées à l'oeil nu. ‡ : le détecteur est filmé sur video et les bulles sont comptées sur un écran après la mesure.

2e génération		bul/neu/cm ²	bul/j	
BD-100				
CsCl	bobo	0.833±0.080	599±21	couvercle en alu
CsCl	toto	0.856±0.086	577±9	couvercle en alu
CsCl	nono	0.750±0.075	205±10	couvercle anodisé
aceNa	aceNa	1.730±0.050	129±4	filtré 0.45µm
CsCl	dope α1	0.380±0.020	0.366 bul/s	couv acier inox
CsCl	micron	1.940±0.050	640 ±52	filtré 0.45µm
sl.gr.	slo	4.206±0.050		instable
aceNa	dope α2	0.844±0.019	0.885 bul/s	20 Bq ²³² U
aceNa	3L	0.280±0.080		2.5x1L
aceNa	mou	0.315±0.019		texture tres fluide
aceNa	aceNa II	0.820±0.020	57±4	
BD-1000				
sl. gr.	slo	0.210±0.020		0.744 †
NaBr	II	0.011±0.001		0.311 †
NaBr	III	0.146 ±0.001		0.810 †
aceNa		0.117±0.004	33.9±3	0.415 †
BD-100				
CsCl	slo	2.304±0.031	432±14	contenant acrylique, CsCl brut
CsCl	rock	0.676±0.006	221± 9	id.
CsCl	shaker	0.707±0.015	187± 8	id.
CsCl	pur	0.388±0.005	13.4±1.2	CsCl purifié, contenant acrylique
slo	candy	0.06±0.01		Solution sucre+CsCl purifiée, caramélisée
aceNa	comp	1.13±0.02		40mL de C_xF_y ajouté
CsCl	calib	0.123 ± 0.008	54±5	faible quantité de C_xF_y (volontaire)
CsCl	sno	0.867 ±0.007	130±7	CsCl brut, contenant SNO PP
CsCl	sno-34			CsCl brut filtré, contenant SNO PP

TAB. A.5: Calibrages des détecteurs de 1L placés à 1m de la source AcBe et mesure de bruit de fond, à la température de la pièce, en ordre chronologique de fabrication. † équivalent à un BD-100 à température de la pièce.

BD-100		bul/neu/cm ² /L	m.a. [†] (g/L)	bul/j/L	bul/kg/j
BDs spéciaux	8mL CsCl	0.79±0.25	7.5±1.5	15.7±1.6	20±4
	CsCl-06	1.94±0.05	18.2	640±52	329 ±28
	CsCl-22	0.123±0.008	1.16	54±5	439 ± 49
	CsCl-23	0.867±0.007	8.15	130 ± 7	150 ± 8
	slo-16	2.304±0.031	21.7	432±14	185±6.6
	CsCl-19	0.388±0.005	3.65	17.6±2	45.4±5.2
	aceNa-04	1.73±0.05	16.3	129±4	74.6±9.2
	aceNa-11	0.82±0.02	7.71	57±4	69±19
moyenne		1.28 ± 0.05	12.0	93 ± 6	72.0±5.3
1L CsCl (couv. alu)	CsCl-01	0.83±0.08	7.83	599±21	719 ±529
	CsCl-02	0.856±0.086	8.04	577±9	674 ± 95
	moyenne	0.85 ± 0.11	7.94	588 ± 23	696 ± 100
2e génération	CsCl-03	0.75±0.075	7.05	205±10	273 ± 133
	CsCl-17	0.676±0.006	6.35	221±9	327 ± 119
	CsCl-18	0.707±0.015	6.64	187±8	264 ± 91
	moyenne	0.711 ± 0.077	6.68	204 ± 16	288 ± 38
3e génération	sno-24	0.654±0.019	6.15	40±10	61±15
	sno-25	0.564±0.013	5.3	16.6±2.3	30±13
	sno-26	0.706±0.015	7.1	30±7	42.5±9.9
	sno-27	0.692±0.015	6.9	45±5	65.0±7.4
	sno-28	0.441±0.006	4.1	27.4±0.7	62.1±1.8
	moyenne	0.61 ± 0.03	5.75	36 ± 13	58±22

TAB. A.6: Tableau comparatif de la sensibilité et du niveau de bruit de fond de tous les types de BD-100 : mesures de calibrage, [†] masse active telle que déduite de mesures au microscope, mesure de bruit de fond, et ratio entre le niveau de bruit de fond et la sensibilité.

BD-1000 1L		bul/neu/cm ² /L	m.a. (g/L)	bul/j/L	ratio
aceNa-15		0.117 ± 0.005	6.03	33.9 ± 3.0	290 ± 29
CsCl	sno-34	0.13 ± 0.02	6.7	109	841 ± 19
3e génération	sno-30	0.105 ± 0.002	7.5	38.6 ± 2.5	368 ± 25
	sno-31	0.135 ± 0.004	8.0		
	sno-32	0.13 ± 0.02	6.9		

TAB. A.7: Tableau comparatif de la sensibilité et du niveau de bruit de fond de tous les types de BD-1000 : mesures de calibrage, masse active approximative, mesure de bruit de fond, et ratio entre le niveau de bruit de fond et la sensibilité.

[illegible][illegible]

FIG. A.2: Chaines de désintégration présentes dans la nature.

Annexe B

CATALOGUE DE SIGNAUX ACOUSTIQUES

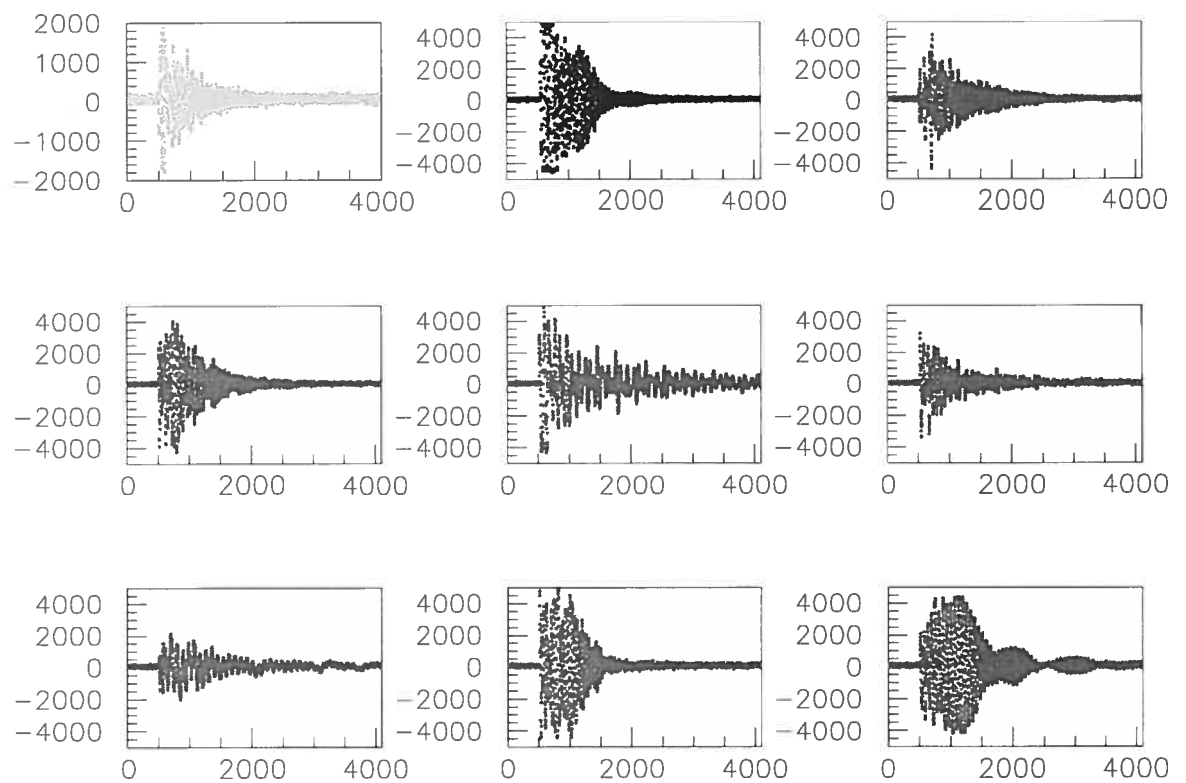


FIG. B.1: Signaux de bulle.

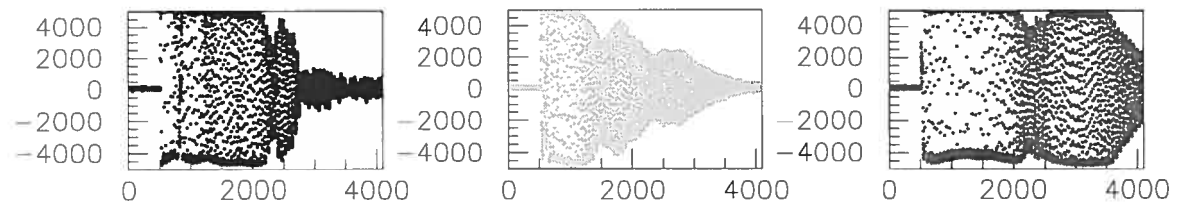


FIG. B.2: Signaux de bulle saturés.

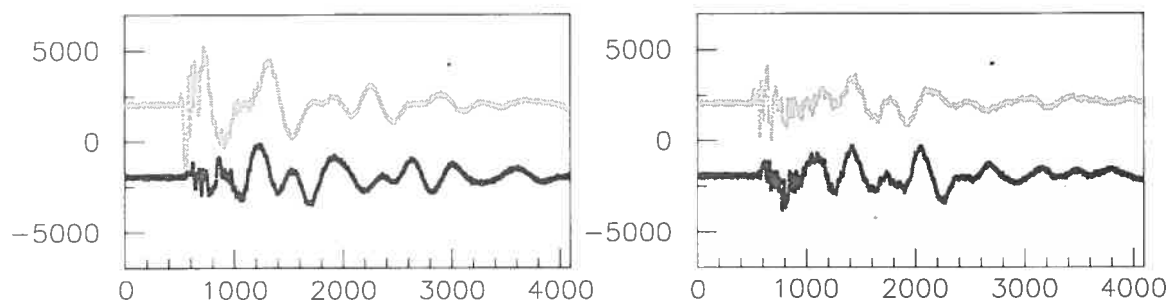


FIG. B.3: Canaux A et B de bruits acoustiques.

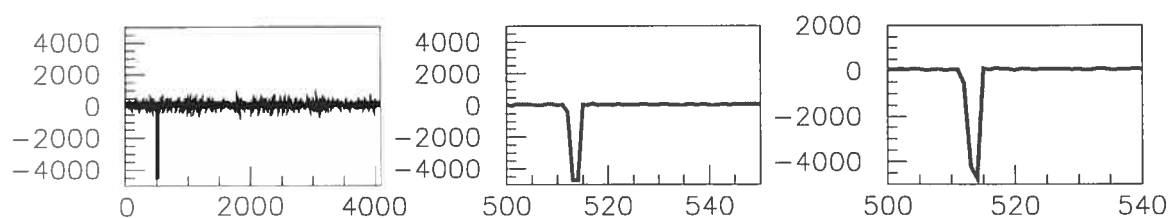


FIG. B.4: Agrandissement du minutage d'un bruit électronique.

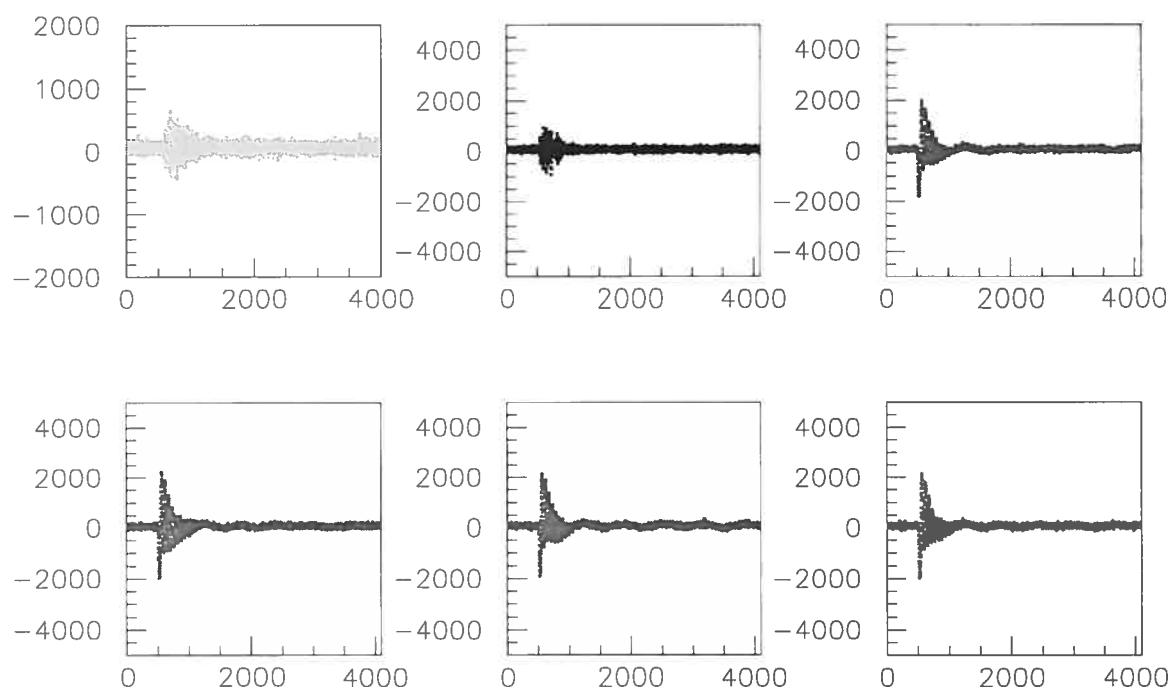


FIG. B.5: Événements typiquement détectés en présence de bruit d'air comprimé.

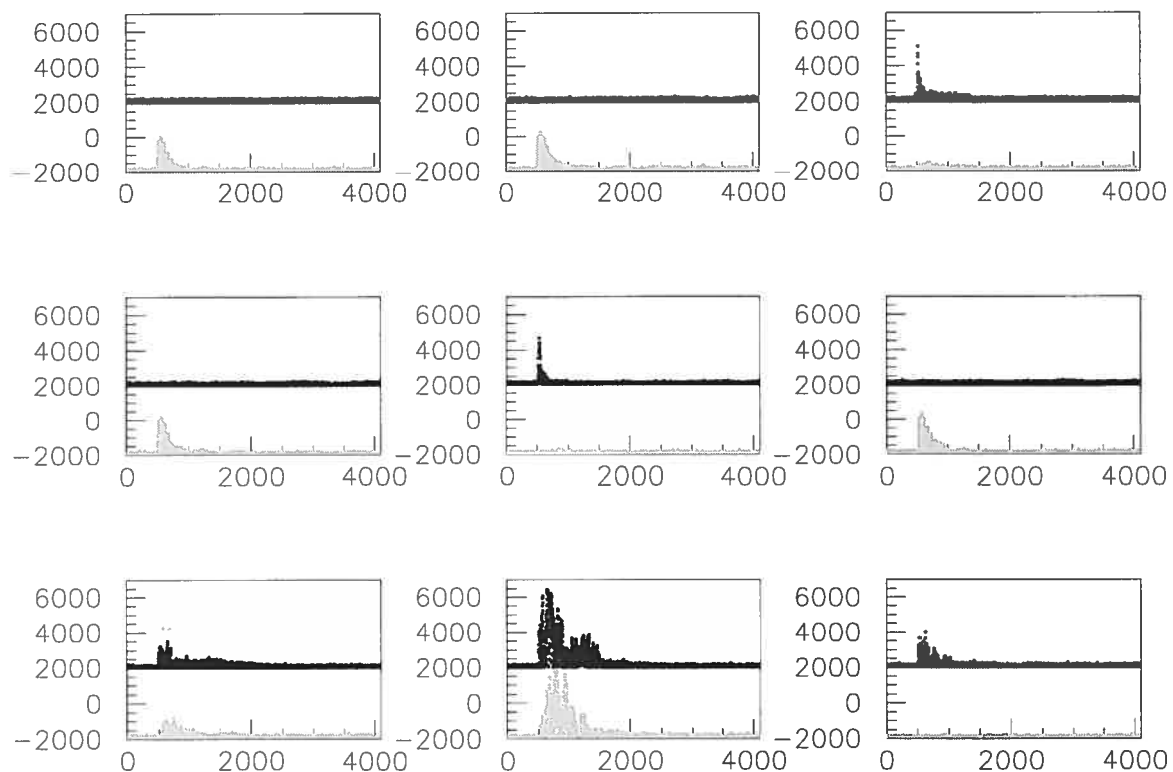


FIG. B.6: Valeur absolue des signaux acoustiques produits par le BD "sno-30", dont un des piezos est collé sur le couvercle.

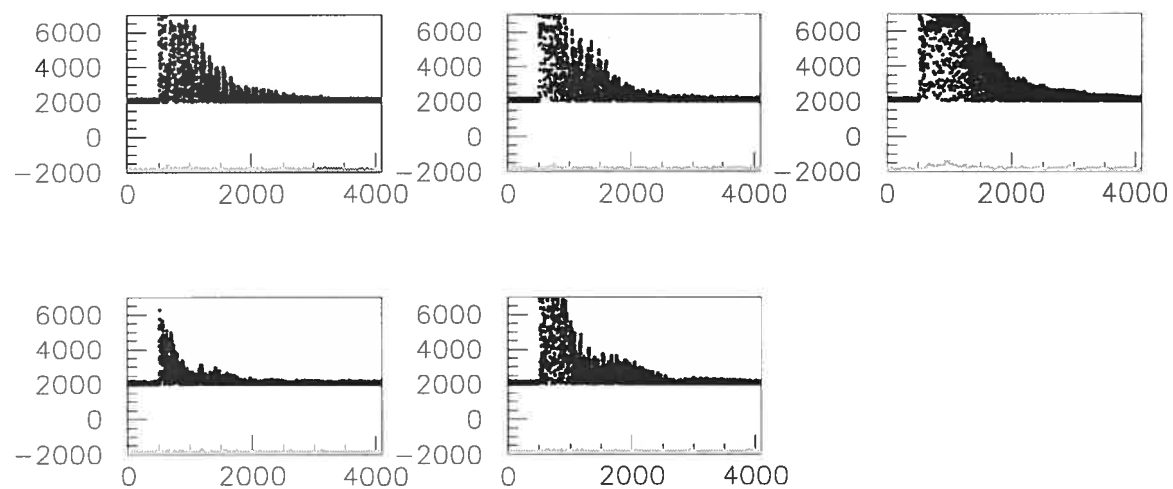


FIG. B.7: Valeur absolue des signaux acoustiques produits par le BD "sno-30", dont un des piezos est collé sur le couvercle.

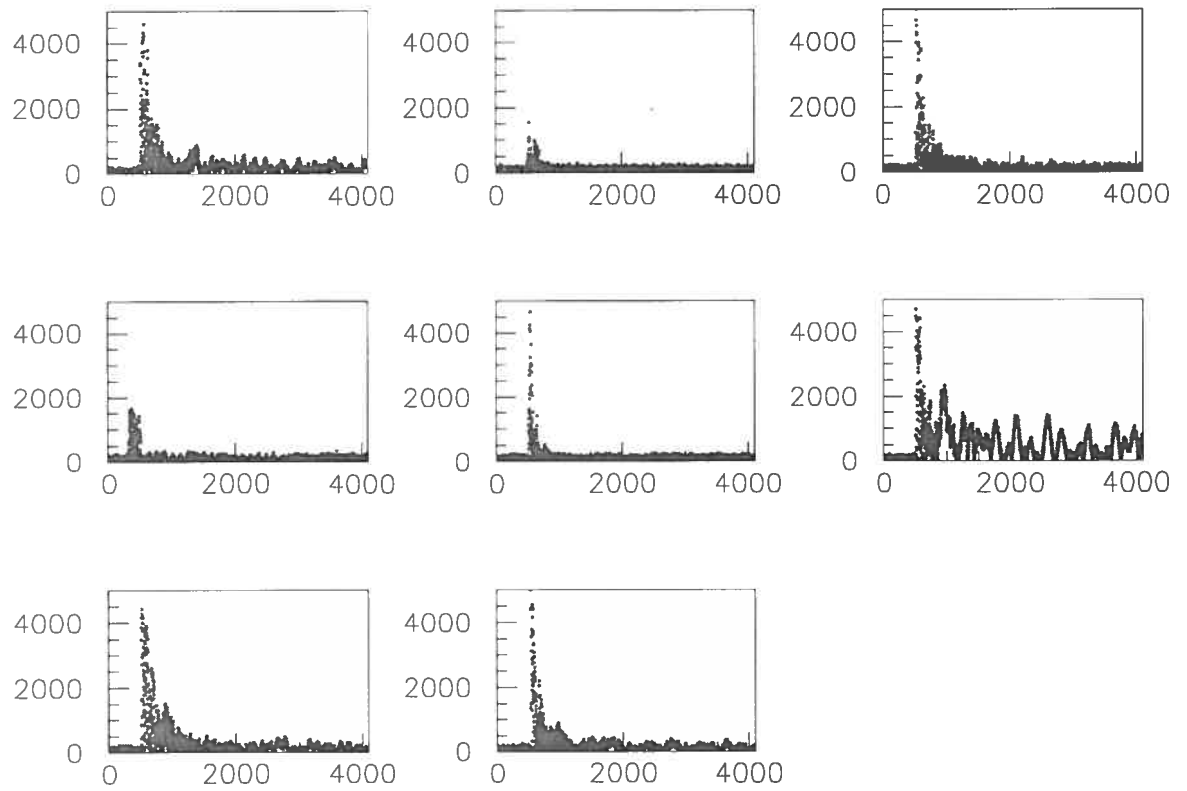


FIG. B.8: Valeur absolue des signaux acoustiques rejetés par l'analyse préliminaire, mais possiblement acceptés par l'analyse automatique.

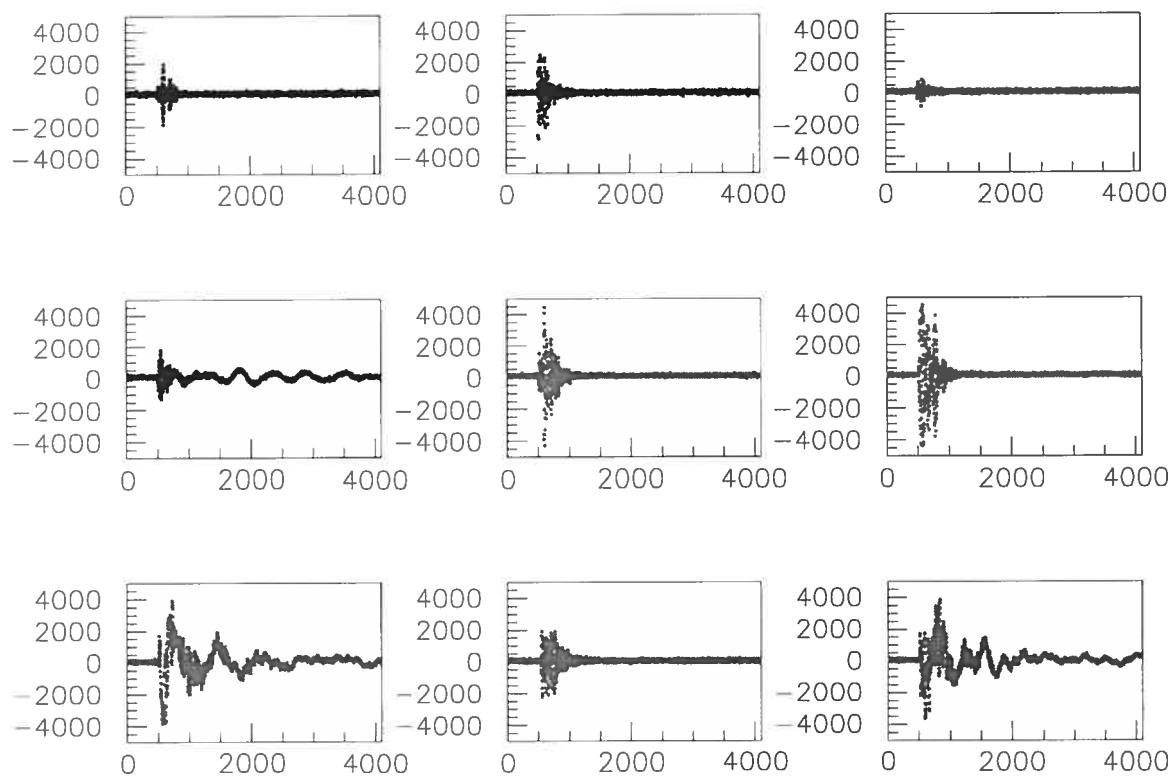


FIG. B.9: Signaux rejetés par l'analyse préliminaire, mais possiblement acceptés par l'analyse automatique.

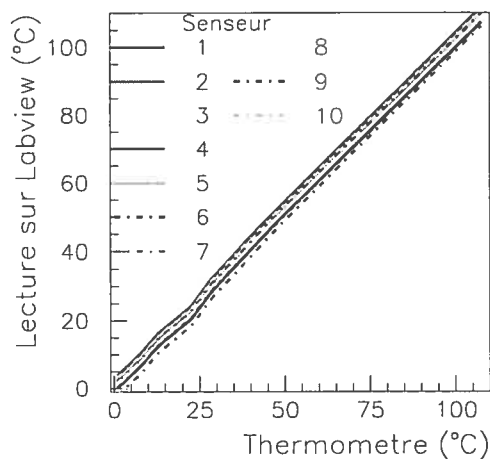


FIG. B.10: Calibrage des senseurs de température.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Kashlinsky, **Making the Science Exact : Recent Developments in cosmology**, <http://space.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/>.
- [2] S. Perlmutter, M. S. Turner, M. White, **Constraining dark energy with SNe 1a and large-scale structure**, arXiv :astro-ph/9901052 v2, 22 mai 2000.
- [3] A. Balbi et al. **Constraints on cosmological parameters from MAXIMA-1** arXiv :astro-ph/0005124 v2 (2000) ; S. Hanany et al. **MAXIMA-1 : a measurement of the CMB anisotropy on angular scales of $10'$ to 5°** arXiv :astro-ph/0005123 v3 (2000).
- [4] L. Bergström, A. Goobar, **Cosmology and particle astrophysics** Wiley-Praxis (1999), 344 p.
- [5] L. Bergström, **Dark Matter Constituents**, 8th International workshop on topics in astroparticle and underground physics (TAUP 2003) Seattle USA.
- [6] J. Navarro, **Dark matter and galaxy formation**, Proc. of the XIX Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, Sudbury, Canada, June 16-21 2000.
- [7] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber **Particle Astrophysics** Institute of Physics Publishing (1997) 507 p.
- [8] J. M. Rohlfs, **Modern Physics from α to Z^0** , John Wiley & Sons (1994) 646 p.
- [9] Neta A. Bahcall & al., **The Cosmic Triangle : Assessing for the State of the Universe**, arXiv :astro-ph/9906463 v4 1er août 1999.
- [10] J. Lesgourgues, An overview of Cosmology, CERN Student Summer School, (002)
- [11] D.N. Spergel et al., First Year Wilkinson Microwave Anistropy Probe Observations : Determination of Cosmological Parameters, dns@astro.princeton.edu,
- [12] M. S. Turner, **Dark Matter and Dark Energy in the Universe**, arXiv :astro-ph/9811454, 29 novembre 1998 ; conférences Anna Mc Phearson, Université Mc Gill, 12 octobre 2000.
- [13] J.R. Primack, **Cosmological Parameters**, arXiv :astro-ph/0007187, 13 juillet 2000.
- [14] D. Tytler, **Review of BBN and Primary Abundances**, arXiv :astro-ph/0001318, 18 janvier 2000.

- [15] **ESA The XMM-NEWTON Omega Project II : Cosmological implications from the high redshift L-T relation of X-ray clusters**, astro-ph/0311381
- [16] G. Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest, **Supersymmetric dark matter**, Physics Reports 267 (1996) pp. 195-373.
- [17] R. G. Carlberg & al., **Ω_b via Oort's Method** 11 juin 1997, <http://manaslu.astro.utoronto.ca/~carlberg/cnoc/nutshell.html>.
- [18] M. Spiro, 1995 European School of High Energy Physics Proceedings, Dubna, Russia 27 août au 9 sept. 1995, CERN 96-04, 11 juin 1996.
- [19] A. E. Lange & al., **First Estimations of Cosmolological Parameters from BOOMERanG**, arXiv :astro-ph/0005004 v2, 19 juillet 2000 ; P. de bernardis & al., **A flat Universe from High-Resolution Maps of the Cosmic Microwave Background Radiation**, arXiv :astro-ph/0004404, 28 avril 2000.
- [20] A. Milsztajn, **Corps de masse stellaire : trop rares pour remplir le halo galactique ?**, Courrier du CERN, mai 2000, pp. 13-15.
- [21] J. Ellis, **Perspectives in high-energy physics**, CERN-TH/2000-129, arXiv :hep-ph/0007161, 15 juillet 2000.
- [22] M. Kamionkowski, **Possible relics from new physics in the early universe : inflation, the cosmic microwave background, and particle dark matter**, arXiv :astro-ph/9809214, 16 sept 1998.
- [23] P. Ullio, M. Kamionkowski, **Velocity distributions and annual-modulation signatures of WIMP's**, arXiv :hep-ph/0006183, 16 juin 2000.
- [24] J.D. Lewin, P. F. Smith **Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoils**, Astroparticle Physics 6 (1996) 87-112.
- [25] D.R. Tovey et al. **A new model-independant method for extracting spin-dependant cross section limits from dark matter searches**, Phys. Lett. B 488 (2000) 17-26.
- [26] W. R. Leo **Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments** Springer-Verlag (1987) 360 p.
- [27] **Review of Particles Properties**, Phys. Rev. D, vol 50 (1994).
- [28] G. F. Knoll **Radiation Detection and Measurement** third edition, John Wiley & Sons (1999) 802 p.
- [29] S. Dodelson, L. Knox, **Dark Energy and the Cosmic Microwave Background Radiation**, Phys. Rev. Lett. 84 (2000), p. 3523.

- [30] G. Servant, T.M.P. Tait **Elastic Scattering and Direct Detection of Kaluza-Klein Dark Matter**, hep-ph/0209262.
- [31] M. E. Peskin, D. V. Schroeder **An Introduction to quantum field theory** Perseus Books (1995) 842 p.
- [32] S. Raby, Los Alamos Science 11, Particle Physics and the Standard Model, summer/fall 1984, pp. 22-71, 98-113.
- [33] B.P. Roe, **Particle Physics at the Millenium** Springer, 406 p, 1996.
- [34] J.L. Feng, **Neutral dark matter in focus point supersymmetry**, Phys. Lett. B 482 (2000), pp. 388-399.
- [35] J.D. Bjorken, **The Future of Particle Physics**, Proc. of the Int. Conf. on Fundamental Sciences, Singapore, 13-17 mars 2000.
- [36] H. E. Haber, M. Schmitt, **Supersymmetry**, European Physics Journal C15, 1 (2000).
- [37] J. Ellis, A. Ferst, K. A. Olive **Exploration of Elastic Scattering Rates for SUSY Dark Matter** arXiv :hep-ph/0007113, 12 juillet 2000.
- [38] V. A. Bednyakov, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, S. G. Kovalenko, **Direct description of supersymmetric dark matter and the role of target nucleus spin**, Phys. Rev. D 50 (1994).
- [39] M. W. Goodman, E. Witten, **Detectability of certain dark matter candidates**, Phys. Rev. D 31 (1985).
- [40] J. Ellis, R. A. Flores, **Elastic supersymmetric relic-nucleus scattering revisited**, Phys. Lett. B 263 (1991).
- [41] J. Ellis, A. Ferstl, K. A. Olive, **Re-evaluation of the elastic scattering of supersymmetric dark matter**, arXiv :hep-ph/0001005, CERN-TH/2K-001, 3 janvier 2000.
- [42] J. Engel, P. Vogel, **Spin-dependant cross-section of WIMP on nuclei**, Phys. Rev. D 40, 1er novembre 1989.
- [43] A. W. Wolfendale, **Cosmic Rays**, Proc. of the Phys. Soc. of London 83 (1964), p. 843.
- [44] A. Da Silva & al., **Neutron background for a dark matter experiment at a shallow depth site**, NIM A 354 (1995) p. 553-559.
- [45] L. Baudis & al., **High-purity germanium detector ionization pulse shapes of nuclear recoils, γ interactions and microphonism**, arXiv :hep-ex/9901028, 19 janvier 1999.